Bestimmung des magnetischen Momentes des Λ- Hyperons

Traudl Hansl

München
1970
1971

BESTIMMUNG DES MAGNETISCHEN MOMENTES DES Λ-HYPERONS.

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Traudl Hansl
München, im Dezember 1970

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. K. Gottstein

2. Berichterstatter: Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout

Mündliche Prüfung: April 1971

Inhaltsverzeichnis

		Seite
Kapitel A		
Methoden zur Berechnung der magnetischen Momente		1
Literatur zu den Theorien zur Berechnung der magnetischen Momente		12
Literatur zu den bisher durchgeführten Messungen von μ_Λ		15
Kapitel B		
Experimentelle Bestimmung der magnetischen Momente kurzlebiger Teilchen		16
§ 1	Direkte Messungen	16
1.1.	Präzession im Magnetfeld	16
1.2.	Feinstruktur des γ-Linienspektrums	18
§ 2	Modellabhängige Methoden	18
Kapitel C		
Experimentelle Bestimmung des magnetischen Momentes des Λ-Teilchens		20
§ 1	Ableitung der wichtigsten Gleichungen	20
1.1.	Präzession der Polarisationsrichtung im inhomogenen Magnetfeld	20
1.2.	Die projizierte Zerfallsverteilung	27
1.3.	Anpassung der Parameter nach der Maximum-Likelihood-Methode	29
§ 2	Optimalisierung der Voraussetzung für das Experiment	34
2.1.	Bedingungen an das Magnetfeld	34
2.2.	Erzeugung der Λ-Hyperonen	34

Seite

2.3.	Akzeptanz für die Λ-Teilchen	38
2.3.1.	Abstand des Detektors vom Target	38
2.3.2.	Winkelakzeptanz des Detektors	38
2.3.3.	Akzeptanz für die Zerfallsprodukte	39
2.4.	Die systematischen Fehler	39
§ 3	Durchführung des Experimentes	43
3.1.	Gepulstes Magnetfeld	43
3.1.1.	Flußkonzentratorspule zur Erzeugung des Magnetfeldes	43
3.1.2.	Messung des Magnetfeldes	47
	a) Induktionsspulen	47
	b) Integrator	49
	c) Messungen	51
3.2.	Detektor	57
3.3.	Teilchenstrahl	59
3.3.1.	Optik des Teilchenstrahles	59
3.3.2.	Auswahl des optimalen primären Targets und Intensitätsmessungen für niederenergetische Sekundärteilchen	63
3.4.	Sekundäres Target (Λ-Erzeugung)	72
3.5.	Steuerung und Überwachung	72
§ 4	Durchmusterung der Emulsionen	74
4.1.	Spurverteilung in den Platten	74
4.1.1.	Kinematik des Λ-Zerfalles und Verteilung der Zerfallsspuren	74
4.1.2.	Untergrundspuren	75
4.2.	Durchmusterungskriterien	80
4.3.	Korrektur der Position der Emulsionen in der Spule	84
4.4.	Messung der Ereignisse	86
4.4.1.	Auswahl der zu messenden Ereignisse	86
4.4.2.	Gemessene Größen	86

Seite

4.4.3. Meßfehler und Korrekturen 87
a) z-Messungen und Schrumpfungsfaktoren 87
b) Reichweite 89
c) Winkel 90
d) Korndichte und Impulse 93

§ 5 Auswertung 98
5.1. Rekonstruktion der Ereignisse 98
5.1.1. Anpassung der Ereignisse 98
5.1.2. Rekonstruktion des Produktionsortes 103
5.2. Korrekturen zur Zerfallsverteilung 107
5.3. Systematische Fehler 113
5.3.1. Echte Durchmusterungsverluste 113
5.3.2. Richtung der Anfangspolarisation 114
a) Λ-Produktion an C^{12} : $\Lambda(C)$ 116
b) Λ-Teilchen aus $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$: $\Lambda(\Sigma)$ 124
c) Richtung des einfallenden π^- 125
d) Richtung des gemessenen Λ 128
5.3.3. Feldintegral 129
a) Weg des Λ-Teilchens im Magnetfeld 129
b) Berechnung der Rotation im Feld 130
5.4. Auswahl der Ereignisse 132
5.4.1. Zerfall des Lambda 132
a) χ^2-Auswahl 132
b) Zerfallsort 132
5.4.2. Produktion 133
a) Produktionsort 133
b) Produktionsreaktion 133
5.4.3. Impuls des Lambda 133
5.5. Ergebnis und Diskussion 138
5.5.1. Durchmusterungsverluste? 138
5.5.2. Ergebnis und Diskussion für die bei 2.9 kV exponierten Emulsionen 145

Seite

§ 6 Anhang 152

6.1. Überblick über die verwendeten Koordinatensysteme 152

6.2. Anpassungsverfahren 153

6.3. Berechnung des Produktionsortes 155

6.4. Voraussetzungen für die Monte-Carlo-Rechnungen 155

6.5. Intensitätsmessung im schnell ejizierten Teilchenstrahl 156

Zusammenfassung 159

Danksagung 162

Literaturverzeichnis 164

Verzeichnis der Abbildungen 168

Kapitel A) Methoden zur Berechnung der magnetischen Momente.

Die Messung des anomalen magnetischen Momentes liefert einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der elektromagnetischen Struktur der Elementarteilchen. Wir gehen im folgenden auf die Theorien, die diese Struktur beschreiben, und ihre Aussagen über magnetische Momente ein.

Die DIRAC-Theorie sagt für ein relativistisches Teilchen mit Spin $\vec{s}=\frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma}$, Ladung $Q \times e$ und Ruhemasse m ein magnetisches Moment

$$\vec{\mu}_D = \frac{Qe}{mc}\vec{s} = Q \times \frac{e\hbar}{2mc}\vec{\sigma} \qquad (A.1)$$

voraus. Sie beschreibt dabei nur die direkte Kopplung des Teilchens über ein Photon an das elektromagnetische Feld. Erst die Berücksichtigung aller möglichen Kopplungen ergibt den physikalischen Wert $\vec{\mu}$ des magnetischen Momentes. Ähnlich erfordern auch Masse und Ladung in der DIRAC-Gleichung "Strahlungskorrekturen". Das zusätzliche magnetische Moment $\kappa\times\frac{e\hbar}{2mc}$ wird als anomales magnetisches Moment bezeichnet.

$$\vec{\mu} = (Q+\kappa)\frac{e\hbar}{2mc}\vec{\sigma} \qquad (A.2)$$

Es ist eine kleine Größe für Teilchen ohne starke Wechselwirkung, wie Elektron und Muon. Für sie kann κ in Potenzen der Feinstrukturkonstante α ausgedrückt werden. Berechnet wurden bisher die Hauptbeiträge bis zur dritten Ordnung in α; sie sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem Experiment.

Weniger erfolgreich sind die Berechnungen in bezug auf die stark wechselwirkenden Teilchen. Für sie ist der anomale Beitrag zum magnetischen Moment von derselben Größenordnung wie das DIRAC-Moment. Mit großer Genauigkeit wurden

$$\kappa(p) = 1.792763 \pm 0.000030$$
$$\kappa(n) = -1.910517 \pm 0.000066$$

gemessen, für die übrigen Baryonen sind bisher nur experimentelle Werte für Λ und Σ^+

$$\kappa(\Lambda) = -0.73 \pm .20$$
$$\kappa(\Sigma^+) = 2.26 \pm .66$$

veröffentlicht worden (ROS 70).

Als Modell zur absoluten Berechnung des anomalen magnetischen Momentes des Nukleons sei das statische Modell von CHEW und LOW erwähnt. Es schreibt dem Nukleon ein umlaufendes Pion zu; das anomale Moment wird auf die Wechselwirkung des Kreisstromes dieses Pions mit dem Magnetfeld zurückgeführt. Die Ergebnisse sind nicht in Übereinstimmung mit den experimentellen Werten der Nukleonenmomente. Neuere Arbeiten (VID 67, SCH 67, ADE 69) *) berücksichtigen die Kopplung des Photons über die Vektormesonen ρ, ω, ϕ an das Baryon und erreichen damit bessere Übereinstimmung.

Voraussagen über Beziehungen zwischen den magnetischen Momenten, ohne auf Einzelheiten der Erzeugung der Momente einzugehen, folgen aus den Symmetrie-Theorien. Sie ordnen die stark wechselwirkenden Teilchen nach den Quantenzahlen Baryonenzahl, Spin, Isospin T und Hyperonenzahl Y, bzw. U-Spin U, in Multipletts ein (Fig. 1). Bei Annahme gewisser Transformationseigenschaften des elektromagnetischen Stromes folgen Relationen zwischen den elektromagnetischen Größen der Elementarteilchen:

---

*) Ein Verzeichnis der Literatur zur Berechnung der magnetischen Momente findet sich nach Sachgebieten geordnet im Anschluß an dieses Kapitel.

Die Annahme, daß der elektromagnetische Stromoperator J_μ nur einen $\Delta T = 1$ Anteil enthält, gibt die SU(2) - Relation (MAR 57)

$$\kappa(\Sigma^+) + \kappa(\Sigma^-) = 2\kappa(\Sigma^0). \tag{A.3}$$

Für alle bekannten stark wechselwirkenden Teilchen ist

$$Q = T_3 + \tfrac{1}{2}Y \tag{A.4}$$

und Q transformiert wie ein U-Spin Skalar. Wird diese Transformationseigenschaft auch für den elektromagnetischen Strom angenommen, so folgt (Fig. 1)

$$\begin{aligned} \kappa(\Sigma^+) &= \kappa(p) \\ \kappa(n) &= \kappa(\Xi^0) \\ \kappa(\Sigma^-) &= \kappa(\Xi^-) \end{aligned} \tag{A.5}$$

$$\kappa(n) = \tfrac{3}{2}\kappa(\Lambda) - \tfrac{1}{2}\kappa(\Sigma^0) \tag{A.5^1}$$

Geht man einen Schritt weiter und übernimmt die vollen Transformationseigenschaften von (A.4) für den elektromagnetischen Strom, d.h. J_μ transformiert wie ein U = 0 Mitglied der Oktett-Darstellung, so folgt zusätzlich zu (A.5)

$$\begin{aligned} \kappa(n) &= 2\kappa(\Lambda) \\ \kappa(\Sigma^-) &= -\kappa(p) - \kappa(n) \end{aligned} \tag{A.6}$$

(COL 61). Damit sind alle $\kappa(B)$ des Baryonen-Oktetts als Funktion von zwei Parametern, z.B. $\kappa(p)$ und $\kappa(n)$, ausdrückbar, eine Folge der Tatsache, daß in der SU(3)-Theorie für das Photon (J_μ) als Oktett-Mitglied zwei Typen der Kopplung möglich sind (allgemein mit F und D bezeichnet).

Die SU(6)-Symmetrie legt den Anteil dieser beiden Kopplungen und damit das Verhältnis von $\mu(p)$ zu $\mu(n)$ fest (SAK 64)

$$\mu(p)/\mu(n) = -\tfrac{3}{2} \tag{A.7}$$

in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von -1.46.

Wir weisen darauf hin, daß die Beziehungen (A.3), (A.5), (A.5[1]) und (A.6) sowohl für anomale magnetische Momente, als auch für totale magnetische Momente gültig sind. In der SU(6) Symmetrie, einer Theorie, die im statischen Grenzfall Gültigkeit hat, wird das totale magnetische Moment proportional zum elektrischen Strom angenommen, d.h. alle abgeleiteten Beziehungen als für die $\mu(B)$ gültig interpretiert.

Exakte Gültigkeit der Symmetrien fordert gleiche Masse für alle Mitglieder eines Multipletts. Diese Forderung ist nur innerhalb ~20 % erfüllt. Es wird angenommen, daß die Symmetrieverletzung Transformationsregeln folgt (vgl. Gültigkeit der Massenformeln). Für die magnetischen Momente drückt sich die angenommene Gleichheit der Massen darin aus, daß nicht festgelegt ist, ob die Relationen (A.3),..,(A.7) für Momente, gemessen in bezug auf eine feste Einheit (z.B. Kernmagneton $\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p c}$) gültig sind, oder für Momente, gemessen in Eigenmagnetonen ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_B c}$).
Ist das letztere der Fall, kann ein "massenkorrigierter" Wert des SU(6)-Verhältnisses $\mu_{(B)}/\mu(p)$ durch Multiplikation mit dem Massenverhältnis m_B/m_p berechnet werden (BEG 65). OKUBO (OKU 63) berücksichtigt die für Massenaufspaltung verantwortliche Wechselwirkung einschließlich des Störterms erster Ordnung (Isospin-Erhaltung, U-Spin-Verletzung) und erhält die Beziehung (A.3) und

$$2\sqrt{3}\ \mu(\Sigma^0\Lambda) = \mu(\Sigma^0) + 3\mu(\Lambda) - 2\mu(\Xi^0) - 2\mu(n)$$

wobei $\mu(\Sigma^0\Lambda)$ das Übergangsmoment $\langle\Lambda|\mu|\Sigma^0\rangle$ bezeichnet. CHENG und PAGELS erhalten in ihrer Arbeit (CHE 68) aus diesen Beziehungen unter Hinzunahme einer Relation zwischen magnetischen Momenten und Photoproduktionsamplituden (DRE 66) wieder Beziehungen für Baryonenmomente, die nur von drei

Parametern abhängen. Außerdem wird durch die Verknüpfung mit der Photoproduktion eindeutig festgelegt, daß es sich um Relationen für Momente gemessen in Eigenmagnetonen handelt.

Summenregeln für Photoproduktion finden auch bei der dynamischen Berechnung der SU(3)- bzw. SU(6)-Verletzung Anwendung (MAT 66, DON 66, CIN 67, WAL 68). In den Arbeiten von (PAG 65) und (MAT 66b) werden Summenregeln benützt, welche die anomalen Momente in Beziehung zu den Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung setzen. Die Ergebnisse variieren mit dem F/D-Verhältnis; für dieses hat in der gebrochenen Symmetrie der Wert der exakten SU(6)-Theorie (F/D = 2/3) nicht notwendig Gültigkeit. In Tab. 1 geben wir die Vorhersagen für F/D = 0.6 ± 0.1.

Einen weiteren Zugang zur Berechnung der magnetischen Momente bietet das Quarkmodell der Baryonen. In seiner einfachsten Form nimmt es Proportionalität des Quark-Momentes $\vec{\mu}_q$ zu Quarkladung e_q und Quark-Spin $\vec{\sigma}_q$

$$\vec{\mu}_q = \mu e_q \vec{\sigma}_q \qquad \text{(A.8)}$$

und Additivität der Quark-Momente an: Für ein Baryon B mit Wellenfunktion

$$|B\rangle = k \sum_i \text{sign}_i \; | \, q_{i1} \, q_{i2} \, q_{i3} \rangle \qquad \text{sign}_i = \pm 1$$

k Normalisierungsfaktor

ist das magnetische Moment

$$\vec{\mu}_B = \mu k \sum_i \text{sign}_i \; (e_{q_{i1}} \vec{\sigma}_{i1} + e_{q_{i2}} \vec{\sigma}_{i2} + e_{q_{i3}} \vec{\sigma}_{i3})$$

Die Vorhersagen stimmen mit denen der exakten SU(6) überein (ISH 65).

Der Ansatz (A.8) legt es nahe, das Quark-Moment als DIRAC-Moment zu interpretieren. Bei Berücksichtigung der Additivität und der Größe der Nukleonenmomente folgt damit eine wesentlich kleinere Quarkmasse, als die für das freie Quarkteilchen angenommene. Für Quarkteilchen als stark wechselwirkende Teilchen ist zudem ein großes anomales Moment zu erwarten. Eine Lösung dieser Schwierigkeiten des Quarkmodells ist möglich, wenn die Proportionalität aufgegeben (d.h. anomale Quarkmomente zugelassen werden) oder die Bindung im Baryon berücksichtigt wird.

Der Effekt der Bindungsenergie wird in (LIP 65), (KOB 67) und (JAM 68) studiert. Wichtig ist ein skalarer Anteil E_s der Bindungsenergie, durch den die Quarkmasse m_q auf den effektiven Anteil $m_{eff} = m_q - E_s$ vermindert wird (LIP 65) und das DIRAC-Moment um den Faktor m_q/m_{eff} zunimmt. Da die Parameter des Bindungspotentials (JAM 68), bzw. der Austauschströme (KOB 67), nicht bekannt sind, gilt wie für die dynamischen SU(6)-Korrekturen, daß die Ergebnisse über einen weiten Bereich variieren und schwierig zu interpretieren sind.

Werden anomale Quark-Momente zugelassen, so ist es im Sinn der U-Spin-Invarianz, zunächst die Proportionalität für q_p aufzugeben. Die Werte der Baryonen-Momente ändern sich dabei wenig, wegen der guten Übereinstimmung der Voraussage für $\mu(p)/\mu(n)$ mit dem experimentellen Wert. Wird die Proportinalität für q_Λ aufgegeben, so ist der experimentelle Wert von $\mu(\Lambda)$ ein Maß für die U-Spin-Verletzung (RUB 67). Ohne Annahmen über Proportionalität ist (FRA 68)

$$\mu(\Sigma^+) = \frac{1}{15}(16\mu(p) + 4\mu(n) - 5\mu(\Lambda)) .$$

Um den Schwierigkeiten der Quark-Statistik gerecht zu werden (Fermionen mit Bose-Statistik), nehmen verschiedene Autoren einen Quark-Spin größer als 1/2 an (FRA 69a,b, PAR 69), oder führen einen zusätzlichen Spinfreiheitsgrad ein (FRA 68). Die

Ergebnisse für die magnetischen Momente ändern sich dabei wenig.

Franklin (FRA 65c) leitet Relationen ab, die unabhängig von relativistischen Korrekturen, Austauscheffekten und Drehmomentbeiträgen sind, vorausgesetzt, daß die Wellenfunktionsbeiträge, die zu diesen Korrekturen führen, SU(3)-symmetrisch sind. Die erhaltenen Relationen zwischen den Hyperonenmomenten von Λ, Σ^+, Ξ^0 und Ξ^- stellen nach Angabe des Autors einen kritischen Test des Quarkmodells dar.

Wie für die exakten Symmetrien bereits betont, gilt auch für das Quark-Modell, daß eine Übereinstimmung mit dem Experiment nur in der Größenordnung 20 % zu erwarten ist. Es ist aber zu erwarten, daß der für die Verletzung verantwortliche Mechanismus wieder festen Transformationsregeln folgt, d.h. Beziehungen zwischen den magnetischen Momenten bestehen bleiben. Ein Test dieser Beziehungen gibt Aussagen über die Transformationseigenschaften des elektromagnetischen Stromes und die dafür verantwortliche Dynamik. Die Messung eines einzelnen Hyperonen-Momentes kann nur eine Aussage über die Größe und Richtung der Korrektur liefern. Erst die Messung mehrerer Momente wird die Unterscheidung der Anteile der einzelnen Multipletts ermöglichen.

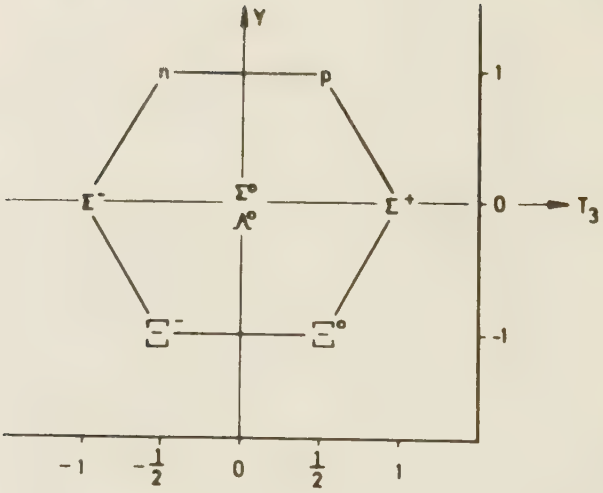
Das zu beschreibende Experiment ist ein Beitrag zur Klärung dieser Zusammenhänge. Da mit großer Wahrscheinlichkeit das Σ^+-magnetische Moment als nächstes mit genügender Genauigkeit bekannt sein wird, haben wir in Tab. 1 und Fig. 2 die Voraussagen für $\mu(\Lambda)$ und $\mu(\Sigma^+)$ zusammengestellt und ihre lineare Abhängigkeit für einzelne Theorien angegeben.

Theorie		Autor	μ_Λ nm	μ_{Σ^+} nm	Beziehungen
SU(3)	×	COL 61	-0.96	2.79	$\mu_\Lambda = \frac{1}{2}\mu_n$
					$\mu_{\Sigma^+} = \mu_p$
SU(6)	o	BEG 64	-0.96	2.87	$\mu_\Lambda = \frac{1}{2}\mu_n = -\frac{1}{3}\mu_p$
			-0.93	2.79	$\mu_{\Sigma^+} = \mu_p = -\frac{3}{2}\mu_n$
massenkorrigierte SU(6)	◐	BEG 65	-0.78	2.20	$\mu_\Lambda = -\frac{1}{3}\mu_p \, m_p/m_\Lambda$
					$\mu_{\Sigma^+} = \mu_p \, m_p/m_{\Sigma^+}$
		OKU 63			$2\sqrt{3}\,\mu_{\Sigma^0\Lambda} = \mu_{\Sigma^0} + 3\mu_\Lambda - 2\mu_{\Xi^0} - 2\mu_n$
		CHE 68			$\kappa_{\Sigma^+} = \kappa_n - 4\kappa_\Lambda$
dynamisch korrigierte SU(6)	●	PAG 65	-.66±.03	2.13±.03	
	●	MAT 66	-0.84	4.6	
	●	DON 66	-0.80	3.01	
ω - φ Mixing	●	VID 67	-0.76	2.62	$\mu_\Lambda = -\frac{2}{3}\frac{e}{2m_\phi} = \mu_n \frac{(2/m_\phi)}{(5/m_\rho) - (1/m_\omega)}$
chirale Symmetrie	●	SCH 67	-0.712	2.71	$\mu_{\Sigma^+} = \frac{4}{3}\{\frac{e}{2m_\rho} + \frac{1}{3}\frac{e}{2m_\omega} + \frac{1}{6}\frac{e}{2m_\phi}\}$
			-0.614	2.37	$= \mu_p \, F(m_\rho, m_\omega, m_\phi)$
	●	**KLE 69**	**-0.644**	**1.560**	
Quark - Modell	o	ISH 65	-0.96	2.79	$\mu_\Lambda = \frac{1}{2}\mu_n = -\frac{1}{3}\mu_p$
					$\mu_{\Sigma^+} = \mu_p$
ohne Proportionalität für q_Λ		RUB 67			$9\mu_{\Sigma^+} = 8\mu_p - 3\mu_\Lambda$
		FRA 69c			

ohne Proportionalität		FRA 68			$15\mu_{\Sigma^+} = 16\mu_p + 4\mu_n - 5\mu_\Lambda$
Berücksichtigung der Bindung					
Austauschpotential	Δ	KOB 67	-.88±.04	2.70±.06	
	Δ	JAM 68	-0.60	2.64	
kovariantes Modell	Δ	GUD 69	-0.88	2.58	
Quark-Teilchen mit Spin s>1/2		FRA 69a FRA 69b			$4\mu_{\Sigma^+} = 5\mu_p + 3\mu_n - 4\mu_\Lambda + \frac{3(\mu_p-\mu_n)}{1\pm 2(2s+1)}$ $+ 4\,\frac{2\mu_\Lambda-\mu_p-\mu_n}{1\pm(2s+1)}$
		PAR 69			$21\mu_{\Sigma^+} = 25\mu_n + 31\mu_p - 35\mu_\Lambda$
Quark mit Ladung $Q \neq -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}$	□	NAU 64	-1.59	2.79	
Q ganzzahlig		HOV 65	-0.96	2.79	$\mu_\Lambda = \frac{3-x}{5-x}\,\mu_n$
			-1.15	2.79	$\mu_{\Sigma^+} = \mu_p$
Sakata-Modell		CAB 61	-1.91		
Triplett-Sextett-Modell		SOU 67			$\mu_\Lambda = \mu_n\,\frac{3(y-1)}{3y-4}$ $\mu_{\Sigma^+} = \mu_p$
Bootstrap		BAR 66	$o<\mu_\Lambda<$ -.32		

Tab. 1. Eine Auswahl der Theorien zur Berechnung der magnetischen Momente.
(die Zeichen werden in Fig. 2 verwendet)

„Eight fold way"
Isospin-Darstellung



U-Spin Darstellung

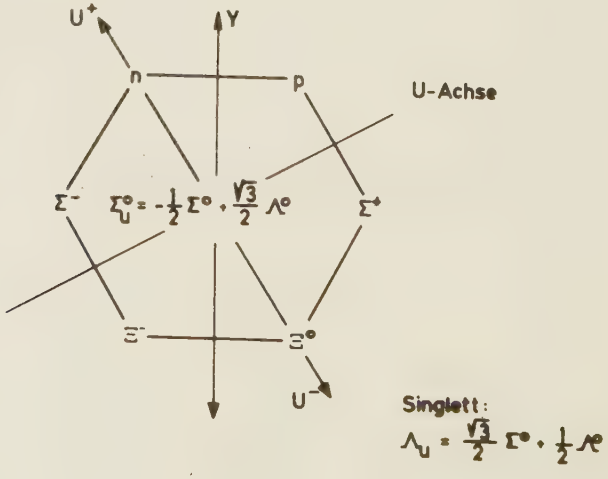
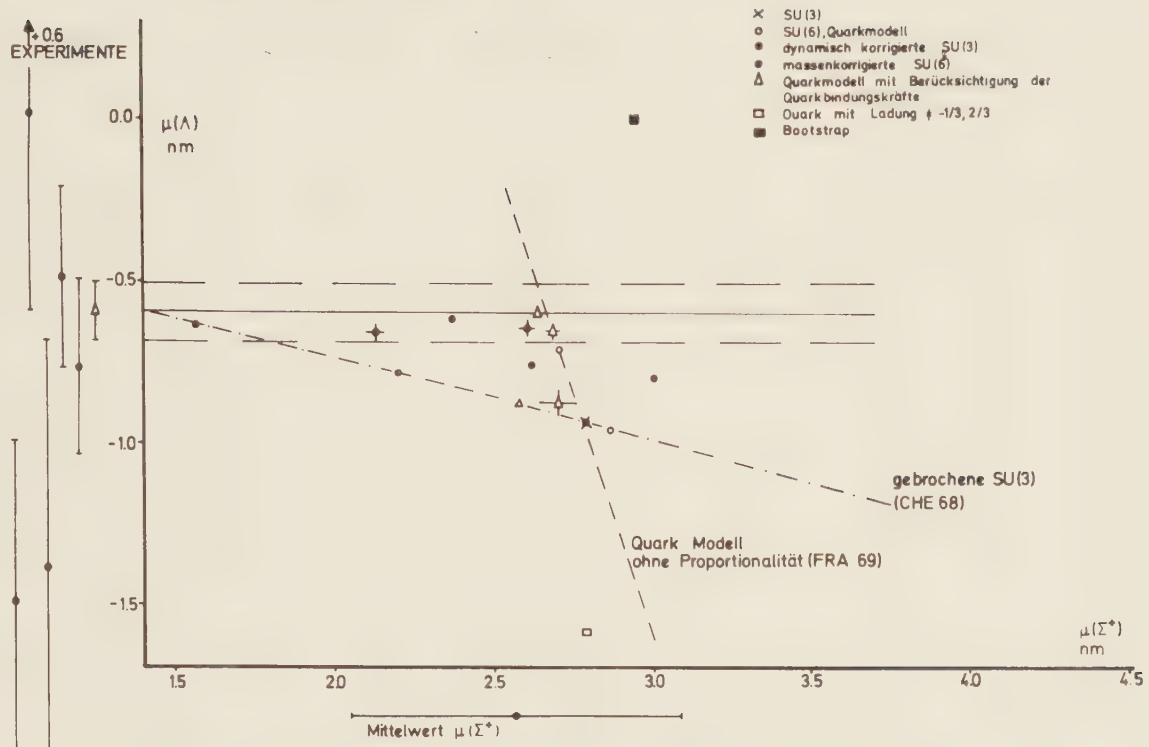


Fig. 1 SU(3)-Zuordnung der Baryonen in einem Oktett.



Theoretische und experimentelle Werte für die magnetischen Momente von Λ und Σ^+.

Δ Dieses Experiment (der eingezeichnete Fehler ist $\sqrt{2} \cdot \delta\mu(\Lambda)$)

• frühere Experimente

Fig. 2

Literatur.

Theorien zur Berechnung der magnetischen Momente.

Exakte Symmetrien

SU(2)

MAR 57 R.Marshak, S.Okubo, G.Sudarshan: Phys.Rev.1o6, 599(1957)

SU(3), SU(6)

COL 61 S.Coleman, S.L.Glashow: Phys.Rev.Letters 6, 423(1961)
GEL 62 M.Gell-Mann: Phys.Rev. 125, 1067(1962)
BEG 64 M.A.B.Beg, B.W.Lee, A.Pais: Phys.Rev.Letters 13, 514(1964)
SAK 64 B.Sakita: Phys.Rev.Letters 13, 643(1964)
BEG 65 M.A.B.Beg, A.Pais: Phys.Rev. 137, B1514(1965)

Gebrochene Symmetrien.

Massenkorrigierte SU(6).

OKU 63 S.Okubo: Phys.Letters 4, 14(1963)

Gebrochene SU(3)-Symmetrie kombiniert mit Summenregeln für Photoproduktionsamplituden.

CHE 68 T.P.Cheng, H.Pagels: Phys.Rev. 172, 1635(1968)

Berechnung der Brechung aus dynamischen Modellen.

GÜR 64 F.Gürsey, A.Pais, L.Radicati: Phys.Rev.Letters 13, 299(1964)
PAG 65 H.Pagels: Phys.Rev. 140, B999(1965)
MAT 66a V.S.Mathur, L.K.Pandit: Phys.Letters 20, 308(1966)
MAT 66b V.S.Mathur, L.K.Pandit: Phys.Rev. 147, 965(1966)
DON 66 E.Donini, F.Pempinelli. S.Sciuto: Nuovo Cim. 46, 142(1966)
CIN 67 M.Cini: Nuovo Cim. 48, 277(1967)
SCH 67 J.Schwinger: Phys.Rev.Letters 18, 923(1967)
VID 67 A.L.L.Videira, G.H.Renninger: Phys.Rev. 159, 1238(1967)
BAR 67 A.O.Barut, D.Corrigan, H.Kleinert: Phys.Rev.Letters 20, 167(1968)

WAL 68 T.F.Walsh: Nuovo Cim. 54, 945(1968)
ADE 69 M.Ademollo, R.Gatto: Phys.Rev. 179, 1601(1969)
KLE 69 H.Kleinert: Springer Tracts of mod. Physics 49, 90 (1969)
DIV 70 P.P.Divakaran: Nucl.Phys. B 15, 601(1970)
$\mu(\Lambda) = -0.64$ nm; $\mu(\Sigma^+) = 2.61$ nm

Quark-Modell

ISH 65 S.Ishida, J.Otokozawa, H.Shimodaira: Progr.theor.Phys. 34, 1000(1965)

Quark Modell ohne Proportionalität

RUB 67 H.R.Rubinstein, F.Scheck, R.H.Socolow: Phys.Rev. 154, 1608(1967)
DAV 69 R.Davis: Nucl.Phys. B 11, 249(1969)
$\mu(\Lambda) = -0.66 \pm 0.03$ nm, $\mu(\Sigma^+) = 2.70$ nm

Quark Modell mit Berücksichtigung der Bindung

LIP 65 H.J.Lipkin, A.Tavkhelidze: Phys.Letters 17, 331(1965)
KOB 67 T.Kobayashi, K.Konno: Progr.theor.Phys. 38, 671(1967)
JAM 68 K.R.James: Proc.Phys.Soc. 1, 475(1968)

Quarkmodell-Relationen, die weitgehend unabhängig von Korrekturen sind.

FRA 69c J.Franklin: Phys.Rev. 182, 1607(1969)

Kovariantes Quark Modell

GUD 69 T.Gudehus: Phys.Rev. 184, 1788(1969)

Quark-Teilchen mit Spin größer als 1/2

FRA 69a J.Franklin: Phys.Rev. 180, 1583(1969)
FRA 69b J.Franklin: Phys.Rev. 181, 1984(1969)
PAR 69 D.N.Parashar: Nuovo Cim. 64, A618(1969)

Quark-Teilchen mit zusätzlichem ("hidden") Spin

FRA 68 J.Franklin: Phys.Rev. 172, 1807(1968)

Quark-Teilchen mit Ladungen verschieden von -1/3, 2/3

NAU 64 M.Nauenberg: Phys.Rev. 135, B1047(1964)
HOV 65 L.Van Hove: Progr.theor.Phys., Supplement 1965

Sakata-Modell.

CAB 61 N.Cabibbo, R.Gatto: Nuovo Cim. 21, 872(1961)
(S.Sakata, Progr.theor.Phys. 16, 686(1956))

Triplett-Sextett Modell.

SOU 67 P.D.De Souza, D.B. Lichtenberg: Phys.Rev. 161, 1513(1967)

Bootstrap Modell.

BAR 66 G.Barton, D.Dare
Phys.Rev. 150, 1220(1966)
NAG 69 M.Naga: Nucl.Phys. B9, 481(1969)
$\mu(\Lambda) = 0.$ $\mu(\Sigma^+) = \frac{19}{18}\mu(p)$

Absolute Berechnung der magnetischen Momente von Proton und Neutron.

ADE 69 M.Ademollo, R.Gatto, G.Longhi: Phys.Rev. 179, 1601 (1969)
WAK 69 M.Wakano: Progr.theor.Phys. 41, 762(1969)

Summenregeln für magnetische Momente.

FUB 65 S.Fubini, G.Furlan, C.Rossetti: Nuovo Cim. 40, 1171(1965); Nuovo Cim. 43, 161(1966)
DRE 66 S.D.Drell, A.C.Hearn: Phys.Rev.Letters 16, 908(1966)
KAW 66 K.Kawarabayashi, M.Suzuki: Phys.Rev. 150, 1181(1966)
CAB 66 N.Cabbibo, L.A.Radicati: Phys.Letters 19, 697(1966)

Literatur zu den bisher durchgeführten Messungen des magnetischen Momentes des Λ-Hyperons.

COO 62 R.L.Cool, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, D.A.Hill, L.Marshall, R.A.Schluter: Phys.Rev. 127, 2223(1962)
$\mu(\Lambda) = -1.5 \pm 0.5$ nm

KER 63 W.Kernan, T.B.Novey, S.D.Warshaw, A.Wattenberg: Phys. Rev. 129, 870(1963)
$\mu(\Lambda) = 0.0 \pm 0.6$ nm

AND 64 J.A.Anderson, F.S.Crawford,Jr.: Phys.Rev.Letters 13, 167(1964)
$\mu(_\Lambda) = -1.39 \pm 0.72$ nm

CHA 65 C.Charrière,M.Gailloud, Ph.Rosselet, R.Weill, W.M. Gibson, K.Green, P.Tolun. N.A.Whyte, J.C.Combe, E.Dahl-Jensen, N.T.Doble, D.Evans, L.Hoffmann, W.T.Toner, H.Göing, K.Gottstein, W.Püschel, V.Scheuing, J.Tietge: Nuovo Cim. 46, 205(1966); Phys.Letters 15, 66 (1965)
$\mu(_\Lambda) = -0.50 \pm 0.28$ nm

HIL 65 D.A.Hill, K.K.Li, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, H.Rudermann: Phys.Rev.Letters 15, 85(1965)
$\mu(\Lambda) = -0.77 \pm 0.27$ nm

DAH 71b "A new measurement of the magnetic moment of the Λ-Hyperon"
CERN: E.Dahl-Jensen, N.Doble, D.Evans, A.J.Herz, U.Liebermeister, Ph.Rosselet, M.Busi,
Middle East Technical University, Ankara: G.Önengüt, P.Tolun,
Institut de Physique Nucleaire de l'Université, Lausanne: M.Gailloud, R.Weill,
Max Planck Institut für Physik, München: T.Hansl, A.Manz, W.Püschel, R.Settles,
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Roma: G.Baroni, G.Romano, V.Rossi:
Nuovo Cimento, wird veröffentlicht.

Kapitel B) Experimentelle Bestimmung der magnetischen Momente kurzlebiger Teilchen.

§ 1. Direkte Messungen.

Die Kernstrahlmethode nach I.I. RABI (RAB 36) ist für kurzlebige Teilchen nicht anwendbar, solange die kurze Lebensdauer nicht durch extrem hohe Dichte der Teilchenstrahlen kompensiert werden kann.

§ 1.1. Präzession im Magnetfeld.

Allen bisher durchgeführten Experimenten zur Bestimmung des magnetischen Momentes kurzlebiger Teilchen, z.B. μ^+ (BAI 70), Λ (COO 62, KER 63, AND 64, CHA 65, HIL 65), Σ^+ (ALL 70), Ξ^- (BIN 70) *) liegt das Prinzip der Rotation des magnetischen Momentes in einem Magnetfeld zugrunde: Teilchen bekannter Polarisationsrichtung werden erzeugt; ihre Polarisationsrichtung präzediert in einem Magnetfeld, wobei der Präzessionswinkel der Größe des magnetischen Momentes proportional ist; die Endrichtung der Polarisation wird aus der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte bestimmt. Für Hyperonen sei dieses Prinzip genauer erläutert:

1.1.1. Erzeugung polarisierter Hyperonen.

Bei Produktion der Hyperonen in starker oder elektromagnetischer Wechselwirkung

(B.1) $M' + N \rightarrow Y + M$

(B.2) $\gamma + N \rightarrow Y + M$

M, M'	Mesonen
N	Nukleon
Y	Hyperon

steht, falls der Betrag P der Polarisation verschieden von Null ist, die Polarisationsrichtung $\vec{P}_o$ wegen der Paritätserhaltung

*) für Λ sind alle bisher veröffentlichten Messungen angegeben, für μ, Σ^+ und Ξ^- nur die neuesten Messungen.

senkrecht zur Produktionsebene (MUI 65), z.B. für (B.1)

$$(B.3) \qquad \vec{P}_o = - \frac{\vec{M}' \times \vec{Y}}{|\vec{M}' \times \vec{Y}|}$$

wobei $\vec{M}'$ bzw. $\vec{Y}$ im Schwerpunktsystem der Reaktion (B 1) Einheitsvektoren in Richtung des einfallenden Mesons M' bzw. des produzierten Hyperons Y bezeichnen. *)

1.1.2. Präzession der Polarisationsrichtung in einem Magnetfeld $\vec{B}$.

Der Präzessionswinkel ist allein eine Funktion des magnetischen Momentes, des vom Teilchen in seinem Ruhesystem gesehenen Magnetfeldes und der im Feld verbrachten Zeit (§ C 1.1.).

1.1.3. Bestimmung der Richtung der gedrehten Polarisation.

Wegen der Paritätsverletzung in dem schwachen Zerfall

$$(B.4) \qquad Y \rightarrow N + M$$

ist die Verteilung der Richtungen der Zerfallsteilchen asymmetrisch bzgl. der Richtung der Polarisation $\vec{P}$ (LEE 57),

$$(B.5) \qquad dN = \frac{1}{4\pi} \{1 - \alpha P \cdot (\vec{P}\vec{M})\} \, d\Omega, \qquad P = \text{Polarisation des Hyperons.}$$

Daraus folgt eine Möglichkeit zur Bestimmung der Richtung der Y-Polarisation und damit des Präzessionswinkels. Die Zerfallskonstante α ist abhängig von den s- und p-Wellenamplituden S und P' des Endzustandes ,

$$\alpha = \frac{2 \, Re(S^* P')}{|S|^2 + |P'|^2} \quad .$$

---

*) Wenn im Text nicht anders definiert, bezeichnet $\vec{T}$ stets den Einheitsvektor in Richtung des Impulses $\vec{p}_T$ eines Teilchens T: $\vec{T} = (T_1, T_2, T_3) = \vec{P}_T / |\vec{p}_T|$

Die Y-Polarisationsrichtung kann auch aus der Polarisation des Zerfallsnukleons bestimmt werden, eine Methode, die bei kleinem Zerfallsparameter α angewandt wird.

§ 1.2. Feinstruktur des γ-Linienspektrums.

Die Feinstruktur des γ-Linienspektrums baryonischer Atome (Einfang negativer Baryonen auf Kernbahnen) gibt eine Möglichkeit zur Bestimmung des anomalen magnetischen Momentes von negativen Baryonen, etwa des Σ^--Hyperons (WIE 69). Bisher konnte erst für protonische Atome ($\bar{p}$-Einfang) eine Linienverbreiterung festgestellt werden, die verträglich ist mit einem magnetischen Moment des $\bar{p}$, das gleich dem des Protons ist (BAC 70).

§ 2 Modellabhängige Methoden.

Die elektromagnetischen Formfaktoren stehen für einen Impulsübertrag $p \to 0$ in einfachem Zusammenhang mit Ladung und magnetischem Moment eines Teilchens T. Reaktionen, aus denen sich der Beitrag des Vertex $T\gamma T$ bestimmen läßt, geben daher Information über das magnetische Moment. Wir führen zwei Vorschläge für eine derartige Bestimmung als Beispiel an:
In (MAN 68) wird aus der Zerfallsrate $\Gamma(\Sigma^0 \to \Lambda\gamma\gamma) \,/\, \Gamma(\Sigma^0 \to \Lambda\gamma)$ das magnetische Moment des Σ^0 abgeleitet; aus dem Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $\gamma + n \to \rho^- + p$ kann Information über die elektromagnetischen Momente des ρ^- gewonnen werden (CLA 69).

Die Isolierung des Vertexbeitrages $T\gamma T$ ist modellabhängig. Daher sind auch die Ergebnisse modellabhängig. Trotzdem wird

man für sehr kurzlebige Teilchen auf diese Methode zurückgreifen müssen, da die Anwendung der Präzessionsmethode extrem schwierig ist.

Kapitel C) Experimentelle Bestimmung des magnetischen Momentes des Λ-Teilchens.

§ 1. Ableitung der wichtigsten Gleichungen.

1.1. Präzession der Polarisationsrichtung im inhomogenen Magnetfeld.

Das Problem, die Bewegung eines relativistischen Teilchens mit Spin und anomalem Moment und die Präzession seines magnetischen Momentes in einem inhomogenen Feld zu beschreiben, ist bisher nicht allgemein gelöst worden. Es werden zwei verschiedene Lösungswege eingeschlagen, die wir im folgenden kurz skizzieren.

Ausgehend von der DIRACschen Hamiltonfunktion, in der dem anomalen Moment durch **einen** PAULI-Term $\frac{1}{2}\frac{\kappa}{\hbar c}\sigma^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ (PAU 41) Rechnung getragen wird, lassen sich über geeignete Transformationen *) die positiven und negativen Energielösungen bis zu jeder Ordnung in β entkoppeln (MES 64). Aus den positiven Energielösungen H_+ folgen mit der HEISENBERG-Gleichung

$$\frac{dO}{dt} = \frac{1}{i\hbar}\,[O,\, H_+] + \frac{\partial}{\partial t}\,O$$

die gewünschten kovarianten Bewegungsgleichungen für die Erwartungswerte von Ort und Spin, falls die zugehörigen Orts- und Spinoperatoren O kovariant definiert sind. Die Rechnungen sind kompliziert und wurden nur für konstante Felder durchgeführt (MEN 55).

Der Hauptgrund für diese Komplikationen liegt in der Tatsache, daß sich in der speziellen Relativitätstheorie Massenzentrum und Ladungszentrum einer rotierenden Materieverteilung unter Lorentztransformationen verschieden

---

*) z.B. FOLDY-WOUTHUYSEN-Transformationen (FOL 50), (ERI 60)

transformieren, im allgemeinen also durch zwei getrennte Punkte repräsentiert werden" (COR 68) . Das Massenzentrum bewegt sich wie die von außen angewandten Kräfte vorschreiben, die elektromagnetischen Kräfte aber greifen am Ladungszentrum an. Hinzu kommt, daß die angreifenden Kräfte - die LORENTZ-Kraft

$$-Q\ (\vec{E} + \vec{\beta}\times\vec{B})$$

und die Kraft

$$-\ \nabla(\vec{\mu}\vec{B}),$$

die an einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ im Magnetfeld $\vec{B}$ angreift - zu einer Präzession des Ruhesystems des Teilchens führen (THOMAS-Präzession, z.B. JAC 63).

Da der Abstand von Ladungszentrum und Massenzentrum von der Größenordnung der Teilchendimension ist, ist der oben skizzierte Lösungsweg erforderlich, wenn Probleme studiert werden, deren räumliche und zeitliche Dimensionen in der charakteristischen Größenordnung des Teilchens, $\frac{\hbar}{mc}$ bzw. $\frac{\hbar}{mc^2}$, liegen oder wenn die externen Felder oder ihre Gradienten sehr groß sind.

Für die Diskussion praktischer Probleme der Präzession in makroskopischen Feldern ist der von (BLO 46) und (BAR 59) vorgeschlagene Weg ausreichend: Nach dem Theorem von EHRENFEST folgen quantenmechanische Erwartungswerte in ihrer Zeitabhängigkeit klassischen Bewegungsgleichungen.*) Die relativistischen klassischen Bewegungsgleichungen ergeben sich aus ihnen durch kovariante Verallgemeinerung.

---

*) Voraussetzung ist, daß die zugehörige HAMILTON-Funktion H eine langsam veränderliche Funktion in den charakteristischen Dimensionen des Teilchens ist. Exakt ist das Theorem erfüllt, wenn H ein Polynom vom Grad ≤ 2 in den Variablen Ort, Impuls und Spin darstellt (MES 64).

Der Erwartungswert $\langle\vec{s}\rangle$ des Spins $\vec{s}$ ist die Polarisation, deren Betrag wir mit P bezeichnen, der Einheitsvektor in Richtung der Polarisation ist $\vec{P}$, $P\vec{P} = \langle\vec{s}\rangle$. Die klassische Gleichung für einen mit magnetischem Moment versehenen Drehimpuls $\vec{D}$ ist

$$\frac{d\vec{D}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B}.$$

Für die Präzession der Polarisation gilt daher mit $\vec{\mu} = \mu\vec{\sigma} = \frac{\mu}{\frac{1}{2}\hbar}\vec{s}$

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{\mu}{\frac{1}{2}\hbar}\vec{P} \times \vec{B} \,. \tag{1.1}$$

Die klassische Bewegungsgleichung eines Teilchens mit magnetischem Moment ist

$$m\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = Q\left(\vec{E} + \frac{1}{c}\frac{d\vec{x}}{dt} \times \vec{B}\right) + \nabla(\vec{\mu}.\vec{B}) \tag{1.2}$$

Die relativistische Verallgemeinerung der Polarisation führt zu einem Vierervektor S mit den Komponenten $(0,P\vec{P})$ im Ruhesystem des Teilchens (HAG 62),

$$S = (\gamma P(\vec{P}.\vec{\beta}),\ P\vec{P} + \frac{\gamma^2}{\gamma+1}P(\vec{P}.\vec{\beta})\,\vec{\beta}).$$

Bezeichnet V die Vierergeschwindigkeit

$$V = (\gamma,\gamma\vec{\beta}),\ \vec{\beta} = \frac{1}{c}\frac{d\vec{x}}{dt}$$

so folgt unmittelbar aus diesen Definitionen

$$S \,.\, V = 0 \tag{1.3}$$

$$V^2 = -1 \quad . \tag{1.4}$$

Die relativistische Verallgemeinerung besteht darin, Bewegungsgleichungen zu finden, für welche Bedingungen (1.3) und

(1.4) erhalten sind und die in der nichtrelativistischen Grenze in (1.1) und (1.2) übergehen. Wir zitieren das Ergebnis der Arbeit von GOOD (GOO 62), die Feldgradienten 1. Ordnung berücksichtigt. Ein elektrisches Dipolmoment (GIB 66) und höhere elektromagnetische Momente werden vernachlässigt.

$$(1.5) \qquad mc \frac{d(\gamma\vec{\beta})}{dt} = Q\beta \times \vec{B} + \mu\gamma \{\vec{\nabla}+\vec{\beta}\times(\vec{\beta}\times\vec{\nabla})+\vec{\beta}\frac{\partial}{c\partial t}\}\vec{P}.\vec{B}_r$$

$$(1.6) \qquad \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{\mu}{\frac{1}{2}\hbar}\frac{1}{\gamma}\vec{P}\times\vec{B}_r - \frac{Q}{mc}\vec{P}\times\frac{\gamma}{\gamma+1}\{(\vec{\beta}\times\vec{B})\times\vec{\beta}\}$$

$$+ \frac{\mu}{mc}\frac{1}{\gamma+1}\vec{P}\times(\vec{\beta}\times\vec{\nabla})\ \vec{P}.\vec{B}_r$$

$\vec{B}_r$ bezeichnet das Magnetfeld im Ruhesystem des Teilchens.

$$(1.7) \qquad \vec{B}_r = \vec{B} + \frac{\gamma^2}{\gamma+1}(\vec{\beta}\times\vec{B})\times\vec{\beta}$$

Da $\mu \sim \frac{e\hbar}{2mc}$, zeigt der letzte Term in (1.6), worauf bereits verwiesen wurde, daß Feldgradienten nur dann Einfluß auf die Bewegung von Teilchen und Polarisation haben, wenn sie über die charakteristischen Dimensionen des Teilchens nicht zu vernachlässigen sind.

Wir bemerken noch, daß nach (1.6)

$$\frac{d\vec{P}}{dt} \cdot \vec{P} = 0,$$

d.h.
$$\frac{d}{dt}\vec{P}^2 = 0.$$

Der Polarisationsgrad P bleibt auch bei Präzession in einem inhomogenen Feld erhalten.

Für das neutrale Teilchen Λ ist $Q = 0$. Gleichung (1.5) wird zu

$$\frac{d\vec{\beta}}{dt} = 0$$

und Gleichung (1.6), wenn wie oben begründet, der 3. Term vernachlässigt wird,

$$(1.8) \qquad \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{\mu}{\frac{1}{2}\hbar} \cdot \frac{1}{\gamma} \vec{P} \times B_r \ .$$

Messen wir μ in Kernmagnetonen μ_K,

$$\mu = \mu_\Lambda \, \mu_K \ ,$$

$$\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3.1525 \times 10^{-15} \text{ MeV kGauss}^{-1},$$

so folgt aus (1.8) mit

$$k = \frac{\mu_K}{\frac{1}{2}\hbar . c} = \frac{e}{m_p c^2} = 3.1952 \times 10^{-4} \text{ kGauss}^{-1}\text{cm}^{-1}$$

$$(1.9) \qquad d\vec{P} = \mu_\Lambda \frac{kc}{\gamma} \vec{P} \times \vec{B}_r \, dt \ .$$

Für ein Feld mit konstanter Richtung $\vec{\omega}$, aber veränderlichem Betrag $B_r(s)$ entlang des Λ-Flugweges $s = c\beta.t$

$$\vec{B}_r(s) = B_r(s) \cdot \vec{\omega} \ , \quad |\vec{\omega}| = 1$$

ist

$$(1.10) \qquad d\vec{P} = \vec{P} \times \vec{\omega} \cdot d\Omega$$

mit

$$(1.11) \qquad \Omega(\mu_\Lambda, s_0, s) \equiv \mu_\Lambda \frac{k}{\beta\gamma} \int_{s_0}^{s_0+s} B_r(\ell) d\ell$$

$$= \mu_\Lambda \cdot \frac{k}{\beta\gamma} \langle B_r \rangle \cdot s$$

Das Integral der Gleichung (1.10) ist

$$(1.12) \qquad \vec{P}(s) = (\vec{P}_0\vec{\omega})\vec{\omega} + \sin\Omega.\vec{P}_0\times\vec{\omega} + \cos\Omega.\vec{\omega}\times(\vec{P}_0\times\vec{\omega}),$$

$$\vec{P}_0 = \vec{P}(s_0).$$

Es beschreibt die Präzession der Polarisation, eine Rotation des Vektors $\vec{P}_0$ um die Achse $\vec{\omega}$ mit Rotationswinkel Ω. Wir werden zeigen (§ 5.3), daß mit einem geringen systematischen Fehler die Annahme einer konstanten Richtung für das Feld in unserem Experiment ausreichend ist. Für eine genauere Rechnung kann (1.12) schrittweise angewandt werden.

Wir formen die Gleichungen noch etwas um. Mit ε sei der Winkel zwischen Feldrichtung im Labor $\vec{\omega}_L$ und $\vec{\Lambda}$-Flugrichtung $\vec{\Lambda}$ bezeichnet, mit δ der Winkel zwischen Feldrichtung $\vec{\omega}$ und Polarisationsrichtung $\vec{P}$,

$$(1.13) \qquad \cos\varepsilon = \vec{\omega}_L.\vec{\Lambda}$$

$$\cos\delta = \vec{\omega}.\vec{P}(s) = \vec{\omega}.\vec{P}_0$$

Nach (1.7), (1.11) wird

$$(1.14) \qquad B_r = B\sqrt{\cos^2\varepsilon + \gamma^2\sin^2\varepsilon} = B\sqrt{1-\beta^2\cos^2\varepsilon}$$

$$\Omega = \mu_\Lambda k \frac{1}{\beta}\sqrt{1-\beta^2\cos^2\varepsilon}\int B(\ell)d\ell$$

$$= \mu_\Lambda k \frac{1}{\beta}\sqrt{1-\beta^2\cos^2\varepsilon}\ .\ \langle B\rangle\ s$$

Die Präzession ist am einfachsten in einem Koordinatensystem $K^{(1)}$ zu beschreiben

$$(1.15) \qquad K^{(1)}: \quad \vec{1}_3^{(1)} \equiv -\vec{\omega}$$

$$\vec{1}_2^{(1)} \equiv \frac{\vec{1}_3^{(1)}\times\vec{P}_0}{\sin\delta}$$

$$\vec{1}_1^{(1)} \equiv \vec{1}_2^{(1)} \times \vec{1}_3^{(1)}$$

(1.16) $\vec{P}(s) = (\cos\Omega \sin\delta, \sin\Omega \sin\delta, -\cos\delta)$

In ihm wird auch die Diskussion der Fehler besonders einfach.

Sind die Fehler σ der Komponenten von $\vec{P}(s)$ von der gleichen Größenordnung, so folgt aus (1.10) unmittelbar

(1.17) $\sigma(\Omega) = \frac{\sqrt{3}}{|\sin\delta|}\,\sigma$, d.h.,

der Fehler in der Bestimmung des Präzessionswinkels und damit von μ_Λ wird am kleinsten für eine Polarisationsrichtung senkrecht zum Feld, $\vec{\omega}\cdot\vec{P}(s) = 0$.

Die Geometrie des Detektors wird am günstigsten so gewählt, daß über einen weiten Ω-Bereich gleiche Meßgenauigkeit besteht, d.h. der Detektor sollte eine gleichmäßige Akzeptanz der Λ-Zerfallsteilchen bezüglich der Rotationsebene $\vec{\omega}\vec{x} = 0$ ermöglichen. Darüber hinaus sollte er über den gesamten Zerfallswinkelbereich des Λ gleichmäßige Akzeptanz besitzen, also symmetrisch bezüglich der Λ-Flugrichtung sein.

Die tatsächliche Anordnung der Detektoren in unserem Experiment ist ein Kompromiß aus diesen Forderungen: Die Emulsionsplatten sind ungefähr parallel zu einer Ebene, welche durch die Λ-Flugrichtung $\vec{\Lambda}$ und die Richtung der Anfangspolarisation $\vec{P}_0$ aufgespannt wird. Das Magnetfeld ist $\sim 70^\circ$, die Präzessionsebene damit $\sim 20^\circ$ gegen diese Ebene geneigt. Da alle Korrekturen in bezug auf die Emulsionsebene symmetrisch sind, benützen wir für die Auswertung ein Koordinatensystem $K^{(2)}$, vgl. (B.3),

(1.18) $K^{(2)}: \vec{1}_1^{(2)} = \vec{P}_0$

$\vec{1}_2^{(2)} = \vec{\Lambda}$

$\vec{1}_3^{(2)} = \vec{P}_0 \times \vec{\Lambda}$

$\vec{P}(s) = (\omega_1^2(1-\cos\Omega)+\cos\Omega,\ \omega_1\omega_2(1-\cos\Omega)-\omega_3\sin\Omega,$

$\omega_1\omega_3(1-\cos\Omega)+\omega_2\sin\Omega))$

1.2. Die projizierte Zerfallsverteilung.

Wir werden die folgenden Ableitungen so allgemein halten, daß sie sowohl im System $K^{(1)}$ als auch im System $K^{(2)}$ interpretiert werden können.

Zur Bestimmung der Polarisationsrichtung des Λ-Teilchens ist nur der Zerfall

(1.19) $\Lambda \to p\pi^-$ (65.3 %)

geeignet. Zur Beschreibung der zugehörigen Zerfallsverteilung (B.4)

(1.20) $dN = \frac{1}{4\pi}\{1 - \alpha P(\vec{P}\vec{\pi})\}d\Omega$

definieren wir die Winkel ϑ, φ in Richtung $\vec{\pi}$ des Zerfallspions und die Winkel ϑ_P, φ_P der Polarisation $\vec{P}$.

(1.21) $\vec{\pi} = (\cos\varphi \sin\vartheta, \sin\varphi \sin\vartheta, \cos\vartheta)$
$\vec{P} = (\cos\varphi_P \sin\vartheta_P, \sin\varphi_P \sin\vartheta_P, \cos\vartheta_P)$
$0 < \vartheta, \vartheta_P < \pi$
$-\pi < \varphi, \varphi_P < \pi$.

Für die Anfangspolarisation $\vec{P}_o$ ist

(1.22) $K^{(2)}: \varphi_P = 0^\circ \quad \vartheta_P = 90^\circ$ $\qquad K^{(1)}: \varphi_P = 0^\circ \quad \vartheta_P = 180^\circ - \delta$.

Die Verteilung (1.20) der Pionen im Λ-Ruhesystem wird mit (1.21)

$$dN(\varphi,\vartheta) = \frac{1}{4\pi}(1 - \alpha P(\sin\vartheta_P \sin\vartheta \cos(\varphi_P - \varphi) + \cos\vartheta_P \cos\vartheta))\sin\vartheta d\vartheta d\varphi .$$

Für $\mu_\Lambda = -0.70\,\mu_K$ und die im Experiment gegebene Feld- und Λ-Verteilung sind die Winkel ϑ_P, φ_P

(1.23) $K^{(2)}$: $\varphi_P^{(2)} \cong \mp 55^\circ$ $K^{(1)}$: $\varphi_P^{(1)} = 0 \cong \mp 50^\circ$

$\vartheta_P^{(2)} \cong 90^\circ \mp 15^\circ$ *) $\vartheta_P^{(1)} = 180^\circ - \delta$

Die Verteilung im Winkel ϑ

$$dN(\vartheta) = \int_\varphi dN(\vartheta,\varphi) = \tfrac{1}{2}(1-\alpha P\cos\vartheta_P\cos\vartheta)\sin\vartheta d\vartheta$$

enthält im System $K^{(1)}$ keine Information über μ_Λ (vgl.(1.18)), im System $K^{(2)}$ nur geringe Information (vgl.(1.22),(1.23)), zudem in der kombinierten Form $\alpha P.\cos\vartheta_P$. Außerdem sind die Korrekturen auf Durchmusterungsverluste (§ 5.3) stark von ϑ abhängig, während sie sich über den φ-Bereich nur wenig ändern.

Diese Korrekturen sind besonders groß für ϑ nahe 0° bzw. 180°; die Messungen der Ereignisse sind für diese ϑ-Bereiche mit größeren Fehlern behaftet (Kornzählung an steilen Spuren). Andererseits enthält die Zerfallsverteilung für $\sin\vartheta_P \sim 0$ nahezu keine Information über φ_P und damit μ_Λ. Es liegt daher nahe, den zu akzeptierenden Winkelbereich einzuengen auf

$$\tfrac{\pi}{2}-\psi_1 \le \vartheta \le \tfrac{\pi}{2} + \psi_2$$
$$(0 \le \psi_1 \le \tfrac{\pi}{2})$$

und nur die projizierte (normierte) Winkelverteilung

$$dN(\varphi) = \int_{\vartheta=\frac{\pi}{2}-\psi_1}^{\frac{\pi}{2}+\psi_2} dN(\varphi,\vartheta) \Big/ \int_{\varphi=-\pi}^{\pi} \int_{\vartheta=\frac{\pi}{2}-\psi_1}^{\frac{\pi}{2}+\psi_2} dN(\varphi,\vartheta)$$

zu berücksichtigen.

---

*) Das obere Vorzeichen bezieht sich auf g-Stacks, das untere auf ug-Stacks (vgl. S.57).

Die im eingeschränkten ϑ-Winkelbereich definierte und neu normierte Winkelverteilung (1.20) wird

$$dN'(\varphi,\vartheta) = \frac{1}{2\pi n}\,(1-\alpha_\Lambda P(\vec{P}\cdot\vec{\pi}))\,\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$$

mit

(1.24)
$$n = \sin\frac{s}{2}\cos\frac{d}{2} - P_3\frac{\alpha P}{4}\sin s\cdot\sin d$$

$$s \equiv \psi_1 + \psi_2$$

$$d \equiv \psi_1 - \psi_2$$

Für die projizierte φ-Verteilung folgt

(1.25)
$$dN(\varphi) = \frac{1}{2\pi}\,(1-a\cdot\alpha P\,\sin\vartheta_p\cos(\varphi_p-\varphi))\,d\varphi$$

$$= \frac{1}{2\pi}\,(1-a\cdot\alpha P\cdot\frac{\pi_1 P_1 + \pi_2 P_2}{\sqrt{\pi_1^2+\pi_2^2}})\,d\varphi$$

$$a = \frac{1}{4n}\,(\sin s\cdot\cos d + s)$$

Der Faktor n ist proportional zur Anzahl der akzeptierten Ereignisse. Er ist nur für einen symmetrischen Schnitt in ϑ ($\psi_1 = \psi_2 \equiv \psi$) unabhängig vom individuellen Ereignis und den Parametern αP und α_Λ. In diesem Fall wird

(1.26)
$$n = \sin\psi$$

$$a = \frac{1}{2}\,(\cos\psi + \frac{\psi}{\sin\psi})$$

1.3. Anpassung der Parameter αP und α_Λ nach der Maximum - Likelihood-Methode.

Nach (1.25) ist im Λ-Ruhesystem jede Λ-Zerfallskonfiguration mit einer Wahrscheinlichkeit d zu erwarten, die abhängig ist von den Parametern $\xi = (\alpha_\Lambda, \alpha P)$ und von den gemessenen Größen

des Ereignisses $y = (\vec{\pi}, \vec{P}_o, \Omega, \vec{\omega})$, die durch Produktion, Weg im Magnetfeld und Zerfall bestimmt sind,

$$(1.27) \qquad d(\xi,y) = \frac{1}{2\pi}\,(1 - a\cdot\alpha P\cdot\sin\vartheta_P\,\cos(\varphi_P-\varphi)).$$

Die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Zerfallsverteilung von N Ereignissen im Experiment zu erwarten ist, beträgt

$$(1.28) \qquad L(\xi) = \prod_{i=1}^{N} d(\xi,y_i).$$

Für die wahrscheinlichsten Werte der Parameter, die Schätzwerte ξ_o, nimmt L ein Maximum an,

$$\frac{\partial L}{\partial \xi}(\xi_o) = 0.$$

L wird als Likelihood-Funktion bezeichnet. Rechnerisch einfacher zu handhaben ist die logarithmische Likelihood-Funktion ℓ

$$(1.29) \qquad \ell = -\ln L,$$

die an der Stelle ξ_o ein Minimum annimmt,

$$\frac{\partial \ell}{\partial \xi} = 0.$$

Die Fehler der ξ_j und ihre Kovarianzen sind in der Kovarianzmatrix C

$$C = G^{-1} = \left[\frac{\partial^2 \ell}{\partial \xi_i \xi_k}(\xi_o)\right]^{-1}$$

enthalten.

Die Schätzwerte ξ_o gehören einer Verteilung an, deren wahrscheinlichste Werte die wahren Werte der Parameter ξ sind und deren Streuung $\sigma(\xi_i)$ gegeben ist durch (vgl. (SCH 68)),

$$(N\sigma^2(\xi_i))^{-1} = E\left(-\frac{\partial^2 \ell}{\partial \xi_i^2}\right).$$

E bezeichnet den Erwartungswert.

Aus diesen bekannten Beziehungen leiten wir einen Ausdruck für den statistischen Fehler $\sigma(\mu_\Lambda)$ ab, der für die Diskussion der günstigsten Bedingungen im Experiment nützlich ist. Zunächst berechnen wir $\sigma(\varphi_P)$.

$$(N\sigma^2(\varphi_P))^{-1} = E(-\frac{\partial^2 d}{\partial\varphi_P^2}) = -\int \frac{\partial^2 \ln d}{\partial\varphi_P^2}\, d\cdot d\varphi_P$$

$$= \int \frac{1}{d}(\frac{\partial d}{\partial\varphi_P})^2 d\varphi_P - \int (\frac{\partial^2 d}{\partial\varphi_P^2})\, d\varphi_P$$

Das letzte Integral ist gleich Null; aus dem ersten Integral folgt durch Einsetzen von (1.27)

$$(1.30) \qquad (N\sigma^2(\varphi_P))^{-1} = 1 - \sqrt{1 - b^2} \sim \frac{b^2}{2}$$

mit $b = a\cdot\alpha P\cdot\sin\vartheta_P$.
Andererseits gilt nach (1.21), (1.10) und (1.14)

$$\tan\varphi_P = \frac{P_2}{P_1}$$

$$d\varphi_P = \frac{\cos^2\varphi_P}{P_1^2}\,(P_1 dP_2 - P_2 dP_1) = \frac{1}{\sin^2\vartheta_P}(\vec{P}\times d\vec{P})_3$$

$$= \frac{1}{\sin^2\vartheta_P}\,(\vec{P}\times(\vec{P}\times\vec{\omega}))_3\, d\Omega = \frac{\cos\vartheta_P\cos\delta - \omega_3}{\sin^2\vartheta_P}\, d\Omega$$

$$(1.31) \qquad d\varphi_P = \frac{\cos\vartheta_P\cos\delta - \omega_3}{\sin^2\vartheta_P}\cdot k\,\sqrt{1-\beta^2\cos^2\varepsilon}\,\langle B\rangle\,\frac{s}{\beta}\, d\mu_\Lambda$$

Der statistische Fehler $\sigma(\mu_\Lambda)$ bei der Bestimmung des magnetischen Momentes ist

$$\sigma(\mu_\Lambda) = \sigma(\varphi_P) \,/\, \left|\frac{d\varphi_P}{d\mu_\Lambda}\right|$$

und mit (1.30) und (1.31) folgt

$$(1.32) \qquad \sigma(\mu_\Lambda)^{-1} = kN^{1/2}\,(1-\sqrt{1-b^2})^{1/2}\,\frac{f_{exp}}{\sin\vartheta_P}\,\sqrt{1-\beta^2\cos^2\varepsilon}\,\langle B\rangle\,\frac{s}{\beta}$$

$$\sim \frac{k}{\sqrt{2}}\,N^{1/2}\,a\cdot\alpha P\cdot f_{exp}\cdot\sqrt{1-\beta^2\cos^2\varepsilon}\,\langle B\rangle\cdot\frac{s}{\beta}$$

Der Faktor

$$f_{exp} = \frac{|\cos\vartheta_P\cos\delta - \omega_3|}{\sin\vartheta_P}$$

ist von der experimentellen Anordnung und dem gewählten Koordinatensystem abhängig. Im System $K^{(1)}$ wird

$$f_{exp} = \sin\delta.$$

Es ist leicht zu zeigen, daß

$$f_{exp} \leq \sin\delta,$$

d.h. $K^{(1)}$ ist für die Bestimmung von μ_Λ ein "optimales" Koordinatensystem. Alle weiteren optimalen Koordinatensysteme sind von der Richtung der gedrehten Polarisation $\vec{P}(s)$ abhängig. Sie sind dadurch gekennzeichnet, daß $\vec{1}_3$ die Bedingung $(\vec{\omega}\times\vec{P}(s))\cdot\vec{1}_3 = 0$ erfüllt.

Den Fehler der experimentellen Messung und Konfidenzbereiche leiten wir direkt aus dem Verlauf der experimentellen Wahrscheinlichkeitsfläche L ab. In der Nähe des Maximums kann L durch eine Normalverteilung in zwei Dimensionen angenähert werden,

$$L \sim \text{konst}\,\exp\{-\tfrac{1}{2}(\xi - \xi_0)^T G(\xi - \xi_0)\}$$

$$\ell \sim \tfrac{1}{2}(\xi - \xi_0)^T G(\xi - \xi_0) + \ell(\xi_0),$$

die eine einfache Definition von Konfidenzbereichen gestattet: $2(\ell - \ell(\xi_0))$ folgt einer χ^2-Verteilung vom Grad 2, χ^2_2, so daß den ξ-Werten innerhalb der Kontur

$$\ell = \ell_W + \ell(\xi_0)$$

eine Wahrscheinlichkeit $W(x_2^2 < 2\ell_W)$ zugeordnet werden kann (HUD 64), z.B.

ℓ_W	0.5	1.15	2.0
W	39.4 %	68.3 %	86.5 %

Die Kontur ist für den Idealfall der Normalverteilung eine Ellipse; den Fehler von ξ_1 setzten wir gleich der halben Länge der Projektion der Kontur auf die ξ_1-Achse ($\sigma_W(\xi_1)$)

(1.33) $$\sigma_W(\xi_1) \equiv \sigma(\xi_1)\sqrt{2\ell_W}.$$

Der Neigungswinkel α der Ellipsenachsen hängt mit der Kovarianz der Fehler wie folgt zusammen:

(1.34) $$\alpha = \frac{1}{2} tg^{-1}\{2<\delta\xi_1\delta\xi_2> / (\sigma^2(\xi_2) - \sigma^2(\xi_1))\}.$$

Betrachten wir das Experiment als ein Experiment zur Bestimmung des Parameters μ_Λ allein, so folgt $2(\ell-\ell(\xi_0))$ einer χ^2-Verteilung vom Grad 1: Dem 68.3 %-Fehler von μ_Λ entspricht dann $\ell_W = 0.5$.

§ 2 Optimalisierung der Voraussetzungen für das Experiment.

Eine genaue Messung von μ_Λ erfordert geringe systematische und statistische Fehler. An Hand der Gleichungen (1.14) und (1.32) diskutieren wir im folgenden die einzelnen Fehlerbeiträge.

2.1. Bedingungen an das Magnetfeld.

Der Rotationswinkel Ω wächst proportional zum Magnetfeld B_r im Ruhesystem des Lambda. In den Experimenten zur Messung magnetischer Momente ist daher eine Hauptaufgabe die Erstellung eines Magnetfeldes von möglichst hohem Betrag.

Die Richtung des Feldes spielt in doppelter Hinsicht eine Rolle: Der Winkel $\varepsilon = \sphericalangle(\vec{B}, \vec{\Lambda})$ bestimmt den Faktor $\sqrt{1 - \beta^2 \cos^2\varepsilon}$ (1.14), der maximal wird für eine Feldrichtung senkrecht zur Λ-Flugrichtung. Diese Feldrichtung hat für das neutrale Λ-Teilchen zusätzlich den Vorteil, daß die geladenen Untergrundteilchen abgelenkt werden und den Detektor nicht oder nur unter großen Winkeln erreichen (§ 4.1.2). Der Winkel $\delta = \sphericalangle(\vec{B}_r, \vec{P}_o)$ geht über den Faktor $\sin\delta$ wesentlich in den Fehler von μ_Λ ein. Wie bereits früher betont, ist daher die Feldrichtung senkrecht zur Polarisationsrichtung zu wählen.

Im vorliegenden Experiment ist

$$\varepsilon \approx 70^\circ$$
$$\delta \approx 90^\circ.$$

2.2. Erzeugung der Λ-Hyperonen.

Der durch den Produktionsprozess bestimmte Anteil des Fehlers von μ_Λ in (1.32) ist $N^{1/2}P$. Die Erzeugungsreaktion und der Impuls p_π der einfallenden Teilchen sind daher so zu wählen, daß

$$\frac{d\sigma}{d\theta}^{1/2} P(\theta)$$

für die in einem Winkelbereich $\theta_1<\theta_\Lambda<\theta_2$ akzeptierten Lambda im Mittel maximal wird. Das bedeutet, daß der Ausdruck

$$f(p, \theta_1,\theta_2) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \left(\frac{d\sigma}{d\theta}\right)^{\frac{3}{2}} P(\theta)\, A(\theta)\, d\theta \Big/ \int_{\theta_1}^{\theta_2} A(\theta)\, \frac{d\sigma}{d\theta}\, d\theta$$

(A(θ)=Akzeptanz des Detektors) bei der gewählten Produktionsenergie maximal sein sollte. Für die Produktion der Λ-Teilchen wurde die Reaktion

(1.34) $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$

gewählt. Wirkungsquerschnitt und Polarisation sind für sie verhältnismäßig gut bekannt (RUS 68). Die Reaktion (1.34) ist der Produktion durch Kaonen $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$ vorzuziehen: Der größere Wirkungsquerschnitt der Kaonenreaktion kompensiert nicht die geringe Intensität der K-Teilchenstrahlen; die Λ-Laborwinkel sind im optimalen Energiebereich für die Reaktion (1.34) auf einen wesentlich engeren Winkelbereich konzentriert als in der Kaonenreaktion.

Der totale Wirkungsquerschnitt (Fig. 3a) nimmt ein Maximum an im Bereich der ΣK-Schwellen und der D_5, F_5 Resonanzen ($p_\pi \approx$ 1050 MeV/c); die Λ-Hyperonen sind in diesem Bereich stark polarisiert (Fig. 3b).

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ist charakteristisch die hohe Produktionsrate in Rückwärtsrichtung. Winkelverteilungen für den in unserem Experiment gewählten Impuls p_π=1050 MeV/c sind zusammen mit der Akzeptanz des Detektors (SET 69) in Fig. 4 dargestellt. αP ist im Akzeptanzbereich von der Größenordnung 0.4 bis 0.6. Der Zerfallsparameter α beträgt (ROS 70)

$$\alpha = 0.645 \pm 0.016.$$

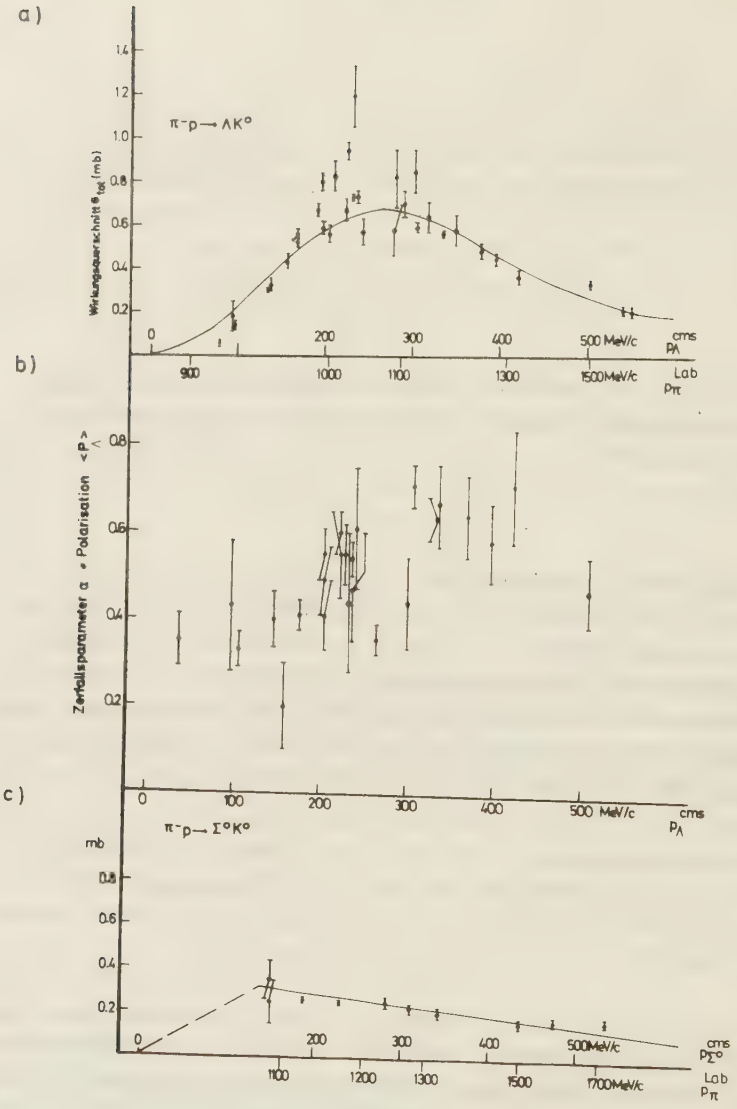


Fig. 3 a) Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^- p \to \Lambda K^0$;
b) mittlere Polarisation der Λ-Hyperonen aus Reaktion a);
c) totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^- p \to \Sigma^0 K^0$.
Die angepaßten Kurven werden für die Monte-Carlo-Rechnungen benützt; a) + b) Referenz (RUS 68, DOY 69, WAG 70); c) Referenz (AND 63, SCH 64, BIN 69); gestrichelter Teil der Kurve , Referenz (CRA 62).

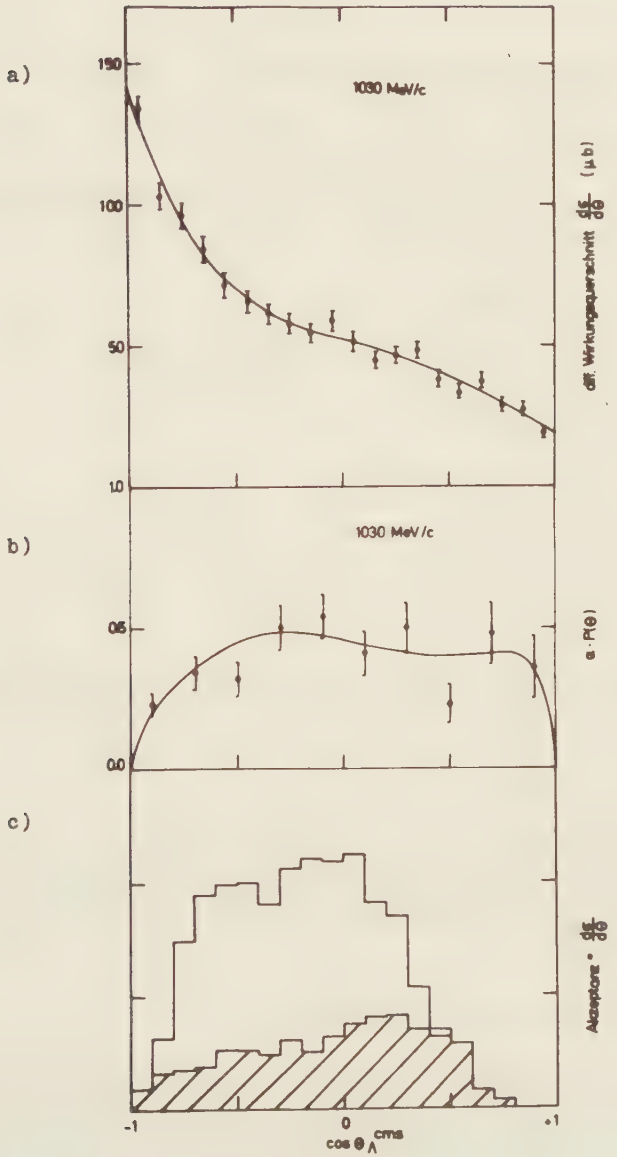


Fig. 4 a) Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^- p \to \Lambda K^0$, $\cos\Theta_\Lambda^{cms} = \vec{\pi}\vec{\Lambda}$ (DOY 69);
b) Abhängigkeit der Polarisation vom Produktionswinkel des Λ (DOY 69);
c) Anzahl der vom Detektor akzeptierten Λ-Hyperonen (der schraffierte Anteil bezeichnet die am Kohlenstoff des Polyäthylentargets produzierten Λ).

2.3. Akzeptanz für die Λ-Teilchen.

2.3.1. Abstand des Detektors vom Target.

Die Anzahl N der Λ-Ereignisse ist eine Funktion des Abstandes s des Detektors vom Target

$$N = N_o \exp\left(-\frac{s}{x_\Lambda}\right)$$

$$x_\Lambda = \beta_\Lambda \gamma_\Lambda c\tau_\Lambda = 7.54 \cdot \beta_\Lambda \gamma_\Lambda \quad \text{(in cm)}$$

Der Fehler $\sigma^{-1}(\mu_\Lambda)$ ist proportional zu $s.N^{\frac{1}{2}}$ (1.32),

$$\sigma^{-1}(\mu_\Lambda) \propto s \cdot \exp\left(-\frac{s}{2x_\Lambda}\right),$$

einem Ausdruck, der für

$$s = 2x_\Lambda$$

ein Maximum annimmt. Für $\beta_\Lambda \sim 0.6$ ist daher der günstigste Abstand des Detektors

$$s \sim 11 \text{ cm}.$$

Mit wachsendem Abstand vom Target werden außerdem geladene Untergrundteilchen stärker aus der Flugbahn der Λ-Hyperonen abgelenkt, wodurch das Auffinden der Λ-Zerfälle wesentlich erleichtert wird.

2.3.2. Winkelakzeptanz des Detektors.

Um ein möglichst hohes Verhältnis Lambda/Untergrund zu erhalten, ist es günstig, die Akzeptanz des Detektors auf das kinematische Maximum (Jakobische Spitze) zu beschränken. Für 49 % aller Λ-Ereignisse (nur Kinematik der Produktion berücksichtigt) liegt für $p_\pi = 1050$ MeV/c der Produktionswinkel θ_L im Labor im Bereich $18^o \leq \theta_L \leq 22^o$.

2.3.3. Akzeptanz für die Zerfallsprodukte.

Die Anzahl N der akzeptierten Ereignisse ist proportional zu n, definiert in (1.24). Die folgenden Überlegungen beziehen sich auf einen symmetrischen Schnitt im Winkel ϑ des Zerfallspions, $90^\circ - \psi \leq \vartheta \leq 90^\circ + \psi$, vgl. § 1.2. Nach (1.32) ist

$$\delta\mu(\psi) \equiv \sigma(\mu_\Lambda) \propto \sin\vartheta_P / \sqrt{n(1-\sqrt{1-b^2})}$$

$$\sim \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{\sqrt{2}}{\alpha_P a} \left\{1 + \frac{b^2}{4} + \frac{b^4}{8} + \ldots\right\}^{-\frac{1}{2}}$$

mit $b = \alpha_P a \sin\vartheta_P$.

$\delta\mu(\psi)$ nimmt ein Minimum $\delta\mu^m$ an für $\psi = \psi^m \sim 63^\circ$.
Dies unterstreicht, was bereits in § 1.2. begründet wurde, daß es von Vorteil ist, die Akzeptanz im Zerfallswinkel ϑ zu beschränken.

Der optimale "Schnitt" ψ^m variiert schwach mit $\sin\vartheta_P$, Fig. 6. In unserem Fall ist $\alpha_P \sin\vartheta_P \sim 0.60$. $\delta\mu$ ändert sich wenig in der Nähe des Minimums, Fig. 5. Die Werte für $\delta\mu(45^\circ)$ bzw. $\delta\mu(90^\circ)$ sind nur um 4 % bzw. 2 % größer als $\delta\mu(\psi^m)$. Eine Verkleinerung des Schnittwinkels bis zu $\sim 45^\circ$ bringt daher nur eine geringfügige Verschlechterung des statistischen Fehlers, erlaubt aber u.U. weniger gut gemessene Ereignisse auszuschließen.

2.4. Die systematischen Fehler.

Wir gehen kurz auf die wichtigsten Quellen systematischer Fehler ein, um die kritischen Punkte des Experimentes später besser verständlich machen zu können. Eine ausführliche Diskussion und Abschätzung der Größenordnung folgt in späteren Paragraphen.

Direkt tragen zum relativen systematischen Fehler von μ_Λ nach (1.14) die relativen Fehler in der Bestimmung

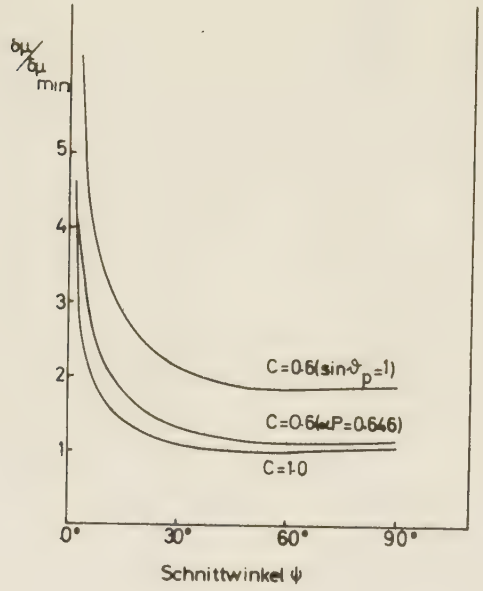


Fig. 5 Abhängigkeit des statistischen Fehlers $\delta\mu$ vom Schnittwinkel ψ und $c = \alpha P \sin\vartheta_p$ ($\delta\mu_{min} \equiv \delta_\mu^m(c=1)$).

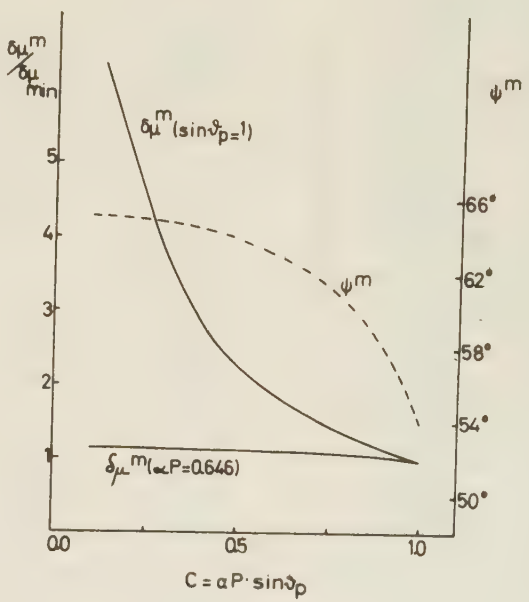


Fig. 6 Abhängigkeit des minimalen Fehlers $\delta_\mu^m = \mathrm{Min}\delta\mu$ und des optimalen Schnittwinkels ψ^m von $c = \alpha P \sin\vartheta_p$.

des Betrages des Magnetfeldes,
der Weglänge s im Magnetfeld,
der Richtung der Anfangspolarisation
und des Impulses des Λ-Hyperons

bei. Besondere Sorgfalt wurde daher auf eine genaue Bestimmung dieser Größen gelegt.

Der Fehler $d\vec{\omega}$ in der Magnetfeldrichtung überträgt sich auf die berechnete (rotierte) Polarisationsrichtung (1.12),

$$d\vec{P} = \sin\Omega\ \vec{P}_{\perp} \times d\vec{\omega},$$

($\delta = 90^{\circ}$ gesetzt), und den projizierten Winkel φ_P (und damit μ_Λ, vgl. (1.31)) nach

$$\begin{aligned} d\varphi_P &= [\vec{P} \times d\vec{P}]_3 \\ &= -\sin\Omega\ [\sin\Omega\ ((\vec{P}_o \times \vec{\omega})\ d\vec{\omega})\vec{P}_o + \cos\Omega\ d\vec{\omega}]_3 \\ d\varphi_P &= -\tfrac{1}{2}\sin 2\Omega\ d\omega_3 \qquad \text{im System } K^{(1)} \end{aligned}$$

Am günstigsten ist daher ein Rotationswinkel von $\sim\frac{n}{2}\pi$, $n = 1,2,\ldots$ Wie in § 5.2 gezeigt wird, sind die Korrekturen, die infolge der Geometrie des Detektors erforderlich sind, besonders groß für einen Rotationswinkel von $\frac{2n+1}{2}\pi$, $n = 0,1,\ldots$ Am günstigsten ist daher insgesamt ein Rotationswinkel von $n \cdot \pi$, $n = 1,2,\ldots$

Ein systematischer Fehler in der Impulsbestimmung gibt zusätzlich zu dem systematischen Fehler

$$\frac{\Delta\mu_\Lambda}{\mu_\Lambda} = \frac{\Delta\beta_\Lambda}{\beta_\Lambda} = \frac{1}{\gamma_\Lambda^2}\ \frac{\Delta p_\Lambda}{p_\Lambda}$$

eine Verzerrung der Winkelverteilung im Λ-Ruhesystem (Fig. 7). Aus der Änderung der Korndichte(g^*)-Geschwindigkeit(β)-Relation bei dem Korrekturverfahren in § 5.1.1d) schließen wir, daß systematische Fehler in der β-Bestimmung kleiner als 0.5 % sind, der daher rührende Fehler in μ_Λ damit kleiner als ~1 % ist.

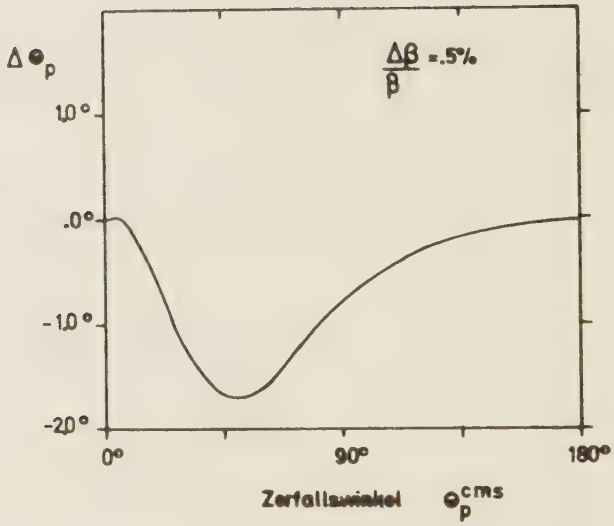


Fig. 7 Systematische Änderung $\Delta\theta_p$ des berechneten Protonzerfallswinkels (Λ-Ruhesystem) durch einen systematischen Fehler in der g^*-β-Relation (4.11), $\cos\theta_p^{cms} = \hat{\Lambda}\hat{p}$.

§ 3. Durchführung des Experimentes.

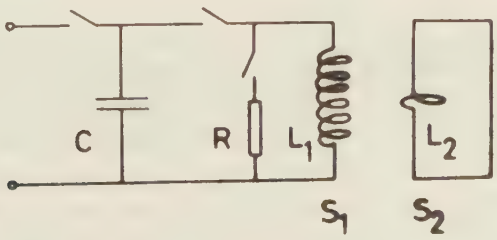
Im folgenden soll ein Überblick über den Aufbau des Experimentes und seine wichtigsten Bestandteile - Magnetspule, Teilchenstrahl, Emulsionen, Steuerung und Überwachung - gegeben werden. Soweit technische Einzelheiten schon an anderer Stelle veröffentlicht wurden oder noch veröffentlicht werden, verweisen wir darauf und beschränken uns auf eine kurze Skizzierung, wie sie für ein Gesamtverständnis des Experimentes erforderlich ist.

3.1. Gepulstes Magnetfeld.

3.1.1. Flußkonzentratorspule zur Erzeugung des Magnetfeldes.

Die höchsten Magnetfelder (~200 kGauss) in einem experimentell nutzbaren Volumen von ~100 cm^3 und mit einer Repetitionsrate, welche die Durchführung eines Experimentes ermöglicht, wurden bisher mit gepulsten Magneten erreicht.

Das Prinzip der gepulsten Magneten ist sehr einfach. Eine Kondensatorbatterie (Kapazität C) wird aufgeladen (Spannung U) und über eine Spule S_1 (Induktivität L_1) kurzzeitig entladen. Zuleitungen und Spule sind möglichst niederohmig, um Verluste durch Wärmeentwicklung zu vermeiden. Die in dem L-C-Kreis entstehende Schwingung wird nach dem ersten Durchgang durch Kurzschließen der Spule über einen Widerstand R unterbrochen. Alle Schalter sind Ignitrons, die eine kurzzeitige Schaltung hoher Ströme erlauben.



Der in unserem Experiment benützte Magnet ist vom Flußkonzentratortyp: Die Spule S_1 ist Primärwindung eines Transformators, dessen Sekundärspule S_2 aus einem einzigen geschlitzten Ring besteht. Diese Art der Magnetfelderzeugung hat eine Reihe von Vorteilen gegenüber der direkten Benützung des Magnetfeldes der Spule S_1 (Spiralspule): Der Sekundärring S_2 kann aus mechanisch sehr festem Material (Beryllium-Kupfer) gefertigt werden und sehr massiv gebaut sein, so daß er den großen auftretenden Kräften standzuhalten vermag; das Innere des Ringes kann durch geeignete Formgebung den Forderungen im Experiment angepaßt werden, wie in unserem Fall, in dem durch das Kupfer der Spule die Emulsionen vor unerwünschtem Untergrund geschützt werden; der Wirkungsgrad η, definiert als derjenige Bruchteil der in der Kondensatorbatterie gespeicherten Energie $U_K = \frac{1}{2} CU^2$, der im nützlichen Volumen V der Spule in magnetische Energie $\frac{1}{2}\int H^2 \, dV$ umgesetzt wird,

$$\eta = \tfrac{1}{2}\int H^2 \, dV \; / \; \tfrac{1}{2} CU^2,$$

ist bei günstiger Wahl der Geometrie für Spulen vom Konzentratortyp größer als für Spiralspulen.

Wegen der kurzen Schwingungsdauer ($\tau/4 \sim 1$ msec) fließen die Ströme nur an der Oberfläche des Sekundärblockes. Das Feld im Zentrum der Spule setzt sich zusammen aus den Beiträgen der an der inneren und äußeren Oberfläche des Blockes fließenden (entgegengesetzt gerichteten) Ströme und dem Feld der Primärspule: Durch geeignete Formgebung des Sekundärblockes kann das Feld im nützlichen Volumen wesentlich erhöht werden (HOF 63, SCH 68).

Die primären Windungen der Flußkonzentratorspule werden in tiefen Rillen des Sekundärblockes geführt, um eine enge Kopplung mit dem sekundären Kreis, eine Verringerung der auf den primären Kreis wirkenden Kräfte und größere mechanische Stabilität zu erreichen. Fig. 8, 9 zeigen die Konstruktion der Spule. Eine Stahlklammer erwies sich als notwendig, um beim gepulsten Betrieb das Aufbiegen des Sekundärringes und

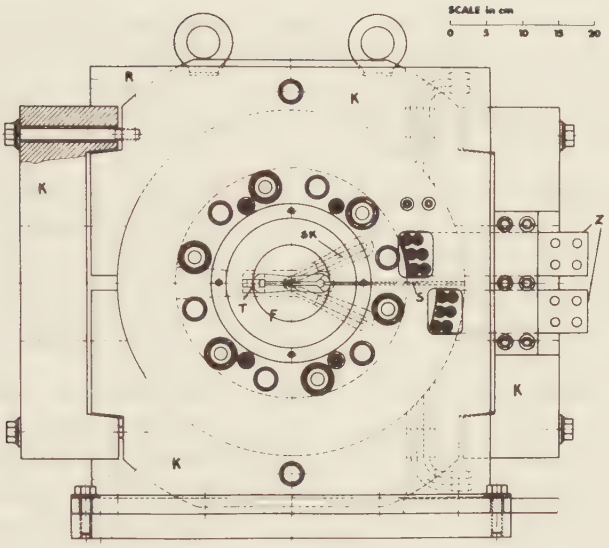


Fig. 8 Magnetfeldspule: vertikaler Schnitt.

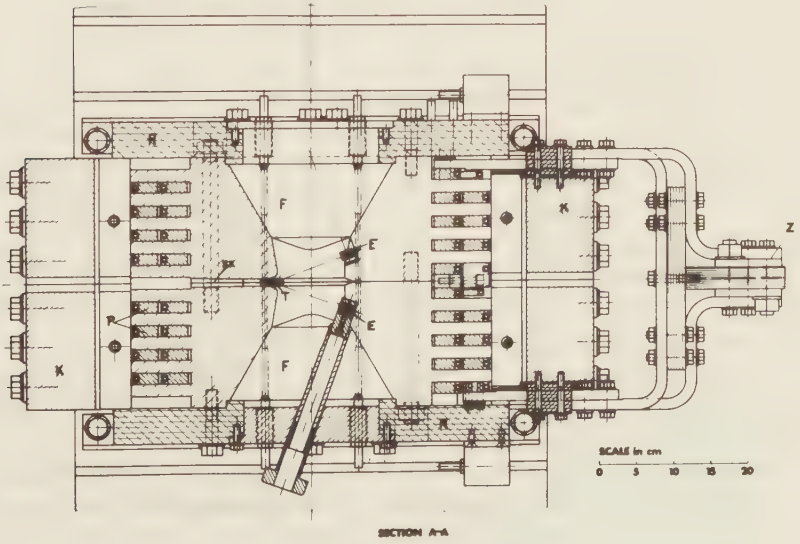


Fig. 9 Magnetfeldspule: horizontaler Schnitt.
(Erläuterungen zur Konstruktion: DOB 68)

die starke Beanspruchung der Primärwindung und ihrer Isolation zu vermeiden. Tab. 2 gibt eine Auswahl der Betriebsdaten, vgl. (DOB 68) und(DAH 70). Während des Experimentes standen zwei Flußkonzentratorspulen (A, B) zur Verfügung.

Eine sehr genaue Justierung der Spule in bezug auf den Teilchenstrahl ist notwendig, um in der Analysis eine genaue Rekonstruktion des Produktionsortes zu ermöglichen, vor allem aber um die Erzeugung von Untergrundspuren am Kupfer der Spule so niedrig wie möglich zu halten. Ausgedehnter Gebrauch wurde von Filmen gemacht, die bei einer Intensität von 10^5 Teilchen/cm^2 eine Schwärzung zeigen (Kodak X-ray film). Wegen des Streufeldes mußten alle Justierungen bei gepulstem Betrieb der Spule durchgeführt werden. Der Eintrittskanal des Teilchenstrahles in die Spule war feldfrei bis auf den Targetbereich, in dem das Magnetfeld eine starke Krümmung des Teilchenstrahles bewirkte. Eine 10 cm tiefe Bohrung in der Spule ermöglichte den Austritt des Strahles ohne zu große Untergrunderzeugung.

	Symbol	Wert
Kondensatorbank		
Kapazität	C	75×10^{-3} F
Ladespannung	U	2.9 kV 3.2 kV
Flußkonzentrator		
Induktivität (S1+S2)	L	$\sim 8 \times 10^{-6}$ H
Widerstand (ac)	R	$\sim 4 \times 10^{-3}\,\Omega$
Wirkungsgrad	η	0.3
max. Strom in S1	I_0	1.7×10^5 A
Anstiegszeit	$\tau/4$	1.3 msek
max. Feld	B_0	∿ 300 ∿ 330 kGauss
$\int$Bds über einen mittleren Λ-Weg		∿2200 ∿2400 kGauss cm
Anzahl der Pulse		
Flußkonzentrator A		∿5000
B		∿4000 ∿1000

Tab. 2

3.1.2. Messung des Magnetfeldes.

Da der Fehler der Magnetfeldmessung direkt in die Bestimmung des magnetischen Momentes eingent, wurde große Sorgfalt auf die genaue Bestimmung des Magnetfeldes zum Zeitpunkt des Teilchendurchganges gelegt. Alle Magnetfeldmessungen und -kontrollen wurden mit Induktionsspulen durchgeführt; Messungen mit Hallsonden in hohen gepulsten Feldern erfordern großen elektronischen Aufwand (KUH 68). Die Spannungssignale wurden elektronisch integriert; das integrierte Signal ist der Feldstärke proportional.

Die Messungen wurden in mehreren Schritten durchgeführt:

1. Relative Bestimmung der Feldkomponenten B_x, B_y, B_z im gesamten nützlichen Volumen bei einer Ladespannung von V = 0.94 kV.
2. Bestimmung der Abhängigkeit der Feldstärke von der Ladespannung.
3. Absolute Eichung der Messung.
4. Zur Bestimmung des Feldes zum Zeitpunkt der Teilchendurchganges wurde

a) das Feld während der Exposition der Emulsionen bei jeder Entladung der Kondensatorbank an einem Punkt gemessen und automatisch registriert,

b) die Zeitdifferenz zwischen Teilchendurchgang und Maximum des Feldes gemessen.

Wir besprechen zunächst Induktionsspulen und Integratorsystem und gehen dann auf die Messungen ein.

a) Induktionsspulen.
Die Dimensionen der zylindrischen Induktionsspulen werden durch die Forderung bestimmt, ein genügend hohes Spannungssignal zu liefern, das dem Induktionsfluß im Zentrum der Spule proportional ist. Zwei Typen von Spulen kamen zur Anwendung; ihre kennzeichnenden Größen sind Tab. 3 zu entnehmen. Da das zur Verfügung stehende Meßvolumen klein

war, wurden für die Messungen 1) Spulen mit kleinem Volumen verwendet (Typ a); ihr Signal ist in der Größenordnung 1 Volt. Die Messungen 2), 3), 4) wurden mit Spulen größeren Volumens (Typ b) durchgeführt, die ein Spannungssignal von ~1000 Volt lieferten, das elektronisch einfacher und genauer zu verarbeiten ist.

Für eine Spule mit n Windungen pro Längeneinheit ist der gesamte umschlossene Induktionsfluß ϕ in Richtung der Spulenachse (B_x^0 = Komponente im Spulenzentrum)

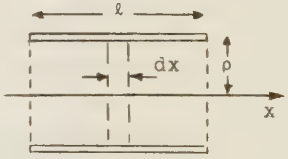
$$\phi = n \int_V B_x dV$$

und wenn B_x in einer Taylor-Reihe um das Spulenzentrum entwickelt und $\nabla B_x = 0$ berücksichtigt wird (ZIJ 67)

$$\phi = nB_x^0 V \{1 + \frac{1}{B_x^0}(\frac{1}{3}\ell^2 \frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2} + \rho^2(\frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2}))\}$$

$$= nV.B_x^0 \{1+C\}$$

$$C = \frac{1}{B_x^0}(\frac{1}{3}\ell^2 - \rho^2) \cdot \frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2}$$



C ist für beide Spulentypen vernachlässigbar klein (Tab. 3). Die induzierte Spannung wird also

$$(3.1) \qquad U_1 = -10^{-8} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -10^{-8} \, nV \frac{\partial B_x^0}{\partial t} \qquad \text{(in Volt)}$$

Die Spulenkonstante nV wurde sowohl aus der Geometrie der Spule bestimmt als auch aus der bei Inversion der Polarität eines Magnetfeldes induzierten Spannung. Das verwendete Magnetfeld war von großer Homogenität, seine Größe wurde mit einer Kernresonanz auf 0.01 % bestimmt, das Spannungssignal mit einem integrierenden digitalen Voltmeter auf 0.1 % gemessen. *)

*) Die Meßanordnung wurde uns von H. Braunersreuther, CERN-Siemens zur Verfügung gestellt.

b) Integrator.

Das Sondensignal der Spulen vom Typ b kann direkt über einen passiven Integrator weiterverarbeitet werden. Eine große Zeitkonstante $T = RC$ und hochkonstante Widerstands- und Kondensatorelemente erlauben eine Integrationsgenauigkeit von 0.15 %.

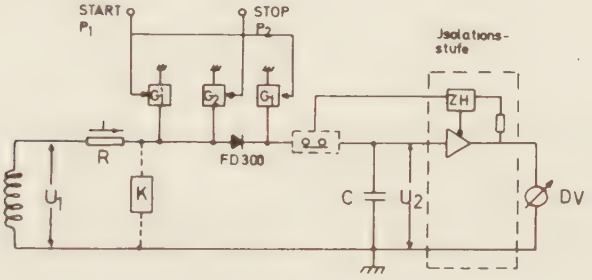


Fig. 10. Passives Integratorsystem.

Das Integrationsintervall wird durch zwei Pulse P_1 und P_2 bestimmt. Der Vorbereitungspuls P_1 gibt den Eingang und damit den Kondensator frei; P_1 kommt kurz (10 µsek) vor dem Start des zu integrierenden Signals. Damit wird verhindert, daß vor dem Signal auftretende Störsignale und Driftspannungen aufintegriert werden. Der Integrationsvorgang wird durch Unterbrechung des Stromes i beendet. Ein Stromimpuls bringt die Diode D in Sperrstellung (30 nsek). 5 msek danach fällt der Relaiskontakt ab und trennt den Eingang vom Kondensator. Über einen Impedanzwandler (Zerhackerverstärker mit A = 1) ist das digitale Voltmeter (Solartron LM 1840) an den Integrator angeschlossen. Die Voltmetermessung erfolgt innerhalb von 20 msek mit einer Genauigkeit von 0.5 mV. Mit Stopimpuls P_2 wird auch die Registrierung der Spannungsmessung auf Lochband ausgelöst.

	System 1	System 2
Induktionsspulen:	**Spule Typ a**	**Spule Typ b**
ρ	0,84 mm	5.5 mm
ℓ	0.65 mm	13.3 mm
Windungen	35	353
Ohmscher Widerstand	26 Ω	83 Ω
L	5×10^{-6} Henry	$\sim 1.2\times10^{-3}$ Henry
C	3×10^{-12} Farad	$\sim 90\times10^{-12}$ Farad
	Kupferdraht von 0.035 mm auf Plexiglas montiert	Kupferdraht 0.07 mm
nV aus Messungen im Magnetfeld	0.762 ± 2 % cm²	344.5 cm² ± 0.11 %
aus geometrischer Abmessung	0.76 cm²	344 cm²
Induzierte Spannung bei 200 kGauss U_1	$\sim$ 1 V	$\sim$ 1000 V
Integrator:	**aktiv**	**passiv**
R	$\sim$ 1 kΩ	149.159 kΩ
C	$\sim 2\times10^{-6}$ F	2.055×10^{-6} F
T=RC	2.23 msec ± 1 %	306.52 msec
A	350	
$\frac{RC}{nV}$	2.92 msec/cm² ± 1 %	890 msec/cm²

Tab. 3 Induktionsspulen und Integratorsysteme zur Messung des Magnetfeldes.

Für die Spannungen im Integrationskreis gilt

$$U_1 - U_2 - iR = 0 \quad \text{mit} \quad U_2 = \frac{1}{C} \int i \, dt,$$

also mit (3.1)

$$U_2 = 10^{-8} \frac{nV}{T} \exp(-t/T) \int_0^t \frac{\partial B(t')}{\partial t'} \exp(t'/T) \, dt'$$

und für $T \gg t'$ (Tab. 3)

$$U_2 = 10^{-8} \frac{nV}{T} B_x(t) \, .$$

Zur Überprüfung der Funktion des Integratorsystems wurde ein Kalibrator K verwendet, der während des durch P_1 und P_2 definierten Zeitintervalles ($\sim$1000 $\pm$ 2 µsek) einen konstanten Strom i an den Kondensator liefert. Der Strom i wird über den Spannungsabfall an einem Präzisionswiderstand (1 kΩ, 1 ‰) gemessen. Das Integrationssystem (MOU 66) erwies sich als konstant über die gesamte Dauer des Experimentes.

Zur Auswertung des Signals der Induktionsspulen vom Typ a war eine Verstärkung des Signals erforderlich: Aktive Integration mittels eines Operationsverstärkers (Verstärkungsfaktor $A \sim 350$). Die weitere Verarbeitung des Signals entspricht im wesentlichen der oben bereits geschilderten (LAU 68).

c) Messungen.

1. Feldverlauf in Abhängigkeit von Ort und Zeit.
Im gesamten von Λ-Teilchen durchquerten Volumen wurden die Feldkomponenten bei einer Ladespannung von 0.94 kV gemessen; Abstand der einzelnen Meßpunkte war 5 mm. Fig. 11 zeigt die Komponenten des Feldes entlang einer mittleren Λ-Fluglinie. Das Feld ist symmetrisch in Bezug auf die vertikale und die horizontale Symmetrieebene der Spule. Der Anstieg des Feldes B mit der Ladespannung V erwies sich als nichtlinear (Fig. 12a), wobei der Anstieg sowohl eine Funktion der

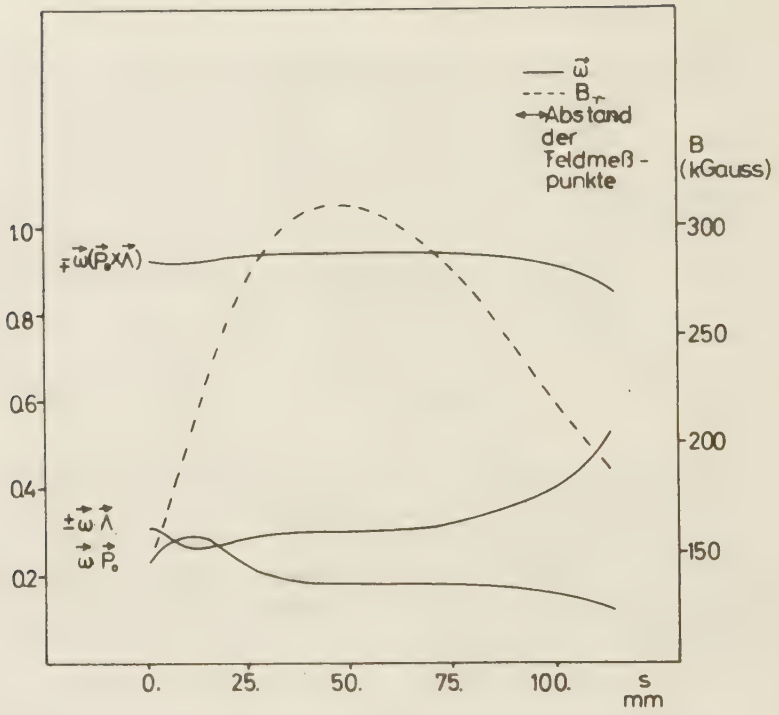


Fig. 11 Änderung von B_r und $\vec{\omega}$ über den mittleren Laufweg eines Λ-Hyperons (das obere Vorzeichen bezieht sich auf g-Stacks, das untere auf ug-Stacks).

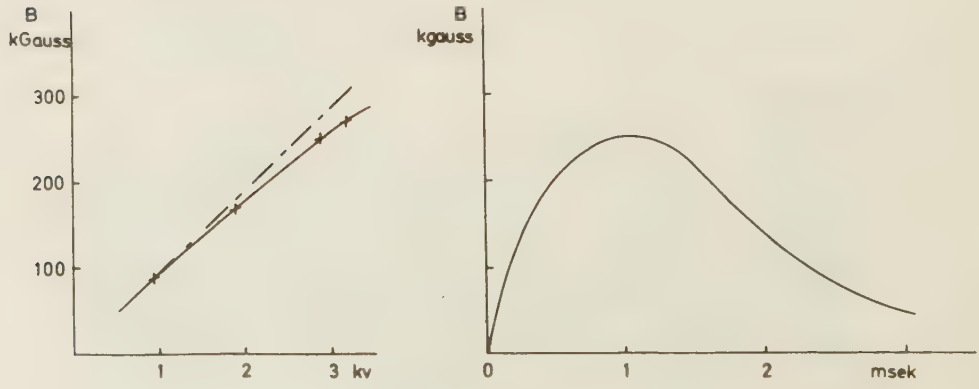


Fig. 12

a) Abhängigkeit des Magnetfeldes von der Ladespannung der Kondensatorbank.

b) Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes.

verwendeten Feldspule, als auch des Ortes in der Spule war. Das Feldmaximum wurde nach ∿ 1.3 msek erreicht (Fig. 12b). Der zeitliche Anstieg erfolgte gleichmäßig im gesamten nützlichen Volumen. Geringe Abweichungen wurden für Punkte nahe dem Kupferblock der Spule gemessen.

2. Absolute Eichung.
In einem Feldbereich mit nicht zu großen Gradienten wurden Feldmessungen mit System 2 durchgeführt und verglichen mit Messungen des Systems 1 (s. Tab. 3), die rechnerisch integriert wurden. Für System 1 ergab sich daraus (LAU 68):

$$\frac{T}{nV} = 2.92 \times 10^{-3} \text{ sec/cm}^2 \pm 1 \%$$

3. Überwachung während der Exposition und Korrektur für Feldänderungen von Exposition zu Exposition.
28 Paare von Emulsionspaketen wurden bei einer Ladespannung von ∿ 2.9 kV, 9 bei ∿ 3.2 kV exponiert. An einem Referenzpunkt außerhalb des von Λ-Teilchen durchquerten Volumens wurde bei jeder Entladung der Kondensatorbank das Feld zum Zeitpunkt t_T des Teilchendurchganges gemessen und die zugehörige Ladespannung registriert. Als weitere Kontrolle wurde der integrierte Spannungsverlauf einer zweiten Referenzspule zusammen mit einem Puls zur Zeit t_T auf einem Oszillographen registriert und photographisch festgehalten.

Die Streuung der Magnetfeldwerte während einer Exposition war stets kleiner als 0.4 %. Die Änderung der mittleren Magnetfeldwerte von Exposition zu Exposition war in der Größenordnung 1.5 %. Sie ist hauptsächlich durch Änderungen in der Ladespannung bedingt; die Änderungen aufgrund der Erwärmung der Spule und der geometrischen Veränderungen (Riß im Spulenblock im Targetbereich) sind geringfügig. Wir haben daher zur Berechnung der Feldkorrekturen für die Feldänderung von Exposition zu Exposition sowohl die in der Monitorspule gemessenen Feldwerte als auch die Werte der zugehörigen Ladespannung verwendet. Die Streuung beider

STACK NR.	COIL	VOLTAGE CB	FIELD DIRECTION	SEARCH COIL	N*V OF S.C.	POSITION OF S.C.	VOLTAGE V IN S.C.	ERROR OF V	IN PC	FIELD KGAUSS	CORRECTION FACTOR C2
102	B	2.876	R TO L	33	342.85	RIGHT1	968.10	0.46	0.05	86.55	-0.0800
104	B	2.880	R TO L	33	342.85	RIGHT1	968.53	2.08	0.21	86.59	-0.0680
106	B	2.897	R TO L	33	342.85	RIGHT1	971.79	0.66	0.07	86.88	-0.0113
108	B	2.900	R TO L	43	214.24	LEFT2	536.96	1.11	0.21	76.83	0.0000
110	B	2.883	R TO L	43	214.24	LEFT2	536.97	1.69	0.31	76.83	-0.0553
112	B	2.890	R TO L	43	214.24	LEFT2	536.01	1.81	0.34	76.69	-0.0327
114	A	2.893	L TO R	33	342.85	RIGHT2	780.00	0.45	0.06	69.74	-0.0243
116	A	2.886	L TO R	33	342.85	RIGHT2	776.32	0.67	0.09	69.41	-0.0142
118	A	2.884	L TO R	33	342.85	RIGHT2	775.80	0.45	0.06	69.36	-0.0171
120	A	2.885	L TO R	33	342.85	RIGHT2	774.38	0.77	0.10	69.23	-0.0390
122	A	2.888	L TO R	33	342.85	RIGHT2	774.42	1.12	0.14	69.24	-0.0374
124	A	2.891	L TO R	33	342.85	RIGHT2	774.41	0.55	0.07	69.24	-0.0356
126	A	2.891	L TO R	33	342.85	RIGHT2	772.16	1.01	0.13	69.03	-0.0326
128	A	2.885	L TO R	33	342.85	RIGHT2	773.23	1.19	0.15	69.13	-0.0535
130	A	2.886	L TO R	33	342.85	RIGHT2	775.19	0.77	0.10	69.31	-0.0339
132	A	2.879	R TO L	33	342.85	RIGHT2	771.79	0.84	0.11	69.00	-0.0809
134	A	2.880	R TO L	33	342.85	RIGHT2	771.44	0.73	0.09	68.97	-0.0868
136	A	2.883	R TO L	33	342.85	RIGHT2	774.31	1.61	0.21	69.23	-0.0465
138	A	2.883	R TO L	33	342.85	RIGHT2	771.90	0.31	0.04	69.01	-0.0811
140	B	2.888	R TO L	33	342.85	RIGHT2	753.01	0.77	0.10	67.32	-0.0407
142	B	3.201	R TO L	33	342.85	RIGHT2	837.10	2.43	0.29	74.84	0.0905
144	B	2.905	L TO R	33	342.85	RIGHT2	754.98	1.01	0.13	67.50	0.0177
146	B	3.201	L TO R	33	342.85	RIGHT2	835.20	1.12	0.13	74.67	0.0315
148	B	3.202	L TO R	33	342.85	RIGHT2	835.31	1.22	0.15	74.68	0.0510
150	B	3.203	L TO R	33	342.85	RIGHT2	834.07	0.69	0.08	74.57	0.0179
152	B	3.208	R TO L	33	342.85	RIGHT2	834.74	0.74	0.09	74.63	0.0331
154	B	3.203	R TO L	33	342.85	RIGHT2	827.73	0.65	0.08	74.00	-0.0536
156	B	3.206	R TO L	33	342.85	RIGHT2	828.30	1.04	0.13	74.05	-0.0590
158	B	3.213	R TO L	33	342.85	RIGHT2	830.78	1.18	0.14	74.28	-0.0120
160	B	3.201	R TO L	33	342.85	RIGHT2	827.75	0.72	0.09	74.00	-0.0523
162	A	2.902	R TO L	33	342.85	RIGHT2	776.13	0.86	0.11	69.39	0.0041
164	A	2.913	R TO L	33	342.85	RIGHT2	780.92	1.18	0.15	69.82	0.0755
166	A	2.916	R TO L	33	342.85	RIGHT2	780.20	0.87	0.11	69.75	0.0664
168	A	2.916	R TO L	33	342.85	RIGHT2	779.63	0.81	0.10	69.70	0.0554
170	A	2.916	R TO L	33	342.85	RIGHT2	778.56	0.63	0.08	69.61	0.0442
172	A	2.912	R TO L	33	342.85	RIGHT2	776.11	1.19	0.15	69.39	-0.0025
174	A	2.913	R TO L	33	342.85	RIGHT2	777.12	1.08	0.14	69.48	0.0166

Tab. 4

Werte während der Exposition wurde berücksichtigt und die mittleren Werte für B und V für jede Exposition berechnet. Die Ortsabhängigkeit des Feldanstieges wird wie folgt berücksichtigt: Ist B(x,V) das Feld am Ort x bei einer Ladespannung V (in kV), so wird mit

$$C_1(x) = B(x, 3.2) \,/\, B(x, 2.9)$$

und $$C_2(x) = \frac{V-V_n}{0.3} \qquad V_n = 2.9 \text{ bzw. } 3.2 \text{ kV nominelle Spannung}$$

$$B_{korr}(x,V) = B(x,V_n) + C_2.(C_1(x) - 1)\, B(x,V_n)$$

Tab. 4 gibt die gemessenen mittleren Felder und Spannungen und die Korrekturfaktoren C_2.

d) Fehler der Magnetfeldmessung.
Zu einem systematischen Fehler im magnetischen Moment tragen die systematischen Fehler in der Magnetfeldbestimmung bei, also die systematischen Fehler in der Apparatur zur Magnetfeldmessung und im Korrekturfaktor. Die Streuung der Magnetfeldwerte infolge Feldänderung während der Exposition und die (zufällige) Streuung der Korrekturfaktoren sind in der Likelihood-Funktion bereits berücksichtigt.

Die Fehlerbeiträge aus der absoluten Eichung, den Konstanten der Induktionsspulen und des Integrators sind kleiner als 1.1 %. Der systematische Fehler der Korrekturen C_2 ist kleiner als 5 %, so daß der systematische Fehler insgesamt kleiner als 1.2 % wird.

Die Zeitdifferenz zwischen Teilchenpuls und maximalem Magnetfeld ist gemittelt über die gesamte Expositionszeit (25 ± 3) µsek, entsprechend einer vernachlässigbaren Verkleinerung des Magnetfeldes von 10^{-2} %.

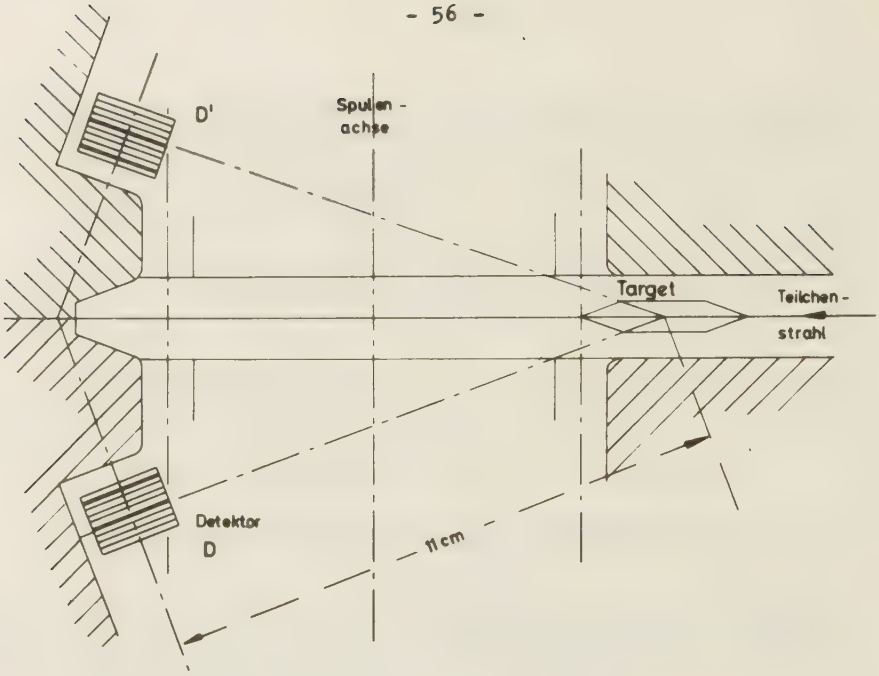


Fig. 13 Anordnung von Target und Detektoren D,D' in der Spule, horizontaler Schnitt.

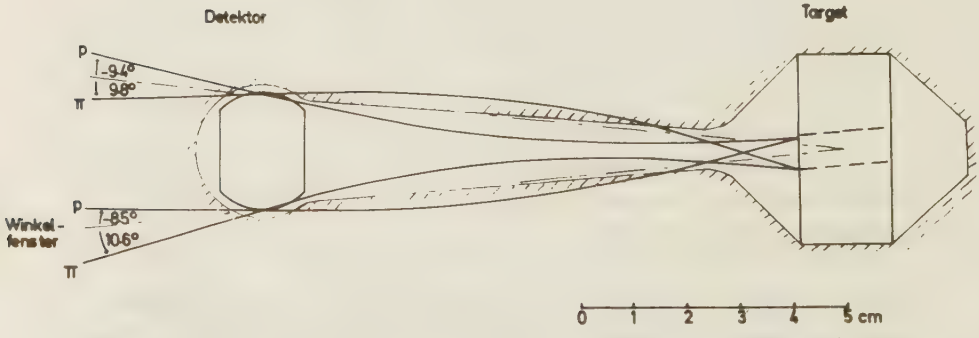


Fig. 14 Vertikaler Schnitt durch das Detektorsystem entlang eines mittleren Λ-Laufweges. Die Teilchenbahnen der aus elastischer Streuung stammenden Protonen und Pionen im Magnetfeld wurden eingetragen; die Ausdehnung des Teilchenstrahles (gestrichelt) wurde berücksichtigt und diejenigen Teilchenbahnen gewählt, für welche das "Winkelfenster" (§ 4) am kleinsten wird.

3.2. Detektor.

In dem kleinen in der Spule zur Verfügung stehenden Volumen und dem hohen Feld konnten nur Emulsionen als Teilchendetektoren verwendet werden. Sie haben den Vorteil einer sehr großen Winkelauflösung und einer genügend genauen Impulsauflösung, so daß sich, obwohl die Produktion $\pi^- p \to \Lambda K^0$ und das dabei entstehende K^0 nicht "gesehen" werden, Produktion und Impuls des Λ mit genügender Genauigkeit rekonstruieren lassen.

Fig. 9 läßt die geometrische Anordnung in der Spule erkennen, Fig. 13 ist ein Ausschnitt des interessierenden Bereiches zwischen Target T und Detektoren D,D'. Die Emulsionen sind in 11 cm Abstand vom Target (vgl. § 2.3.1) zu beiden Seiten der vertikalen Symmetrieebene der Spule mit einem Winkel von 20° gegen diese Ebene angebracht. Die symmetrische Anordnung in der Spule gibt die Möglichkeit (unbekannte) Abweichungen von der geometrischen Symmetrie aufzudecken (vgl. § 5.1.c). Die Anfangspolarisationen sind für die beiden Emulsionspakete entgegengesetzt gerichtet; die Präzessionsrichtungen sind gleich, so daß die gedrehten Polarisationen ebenfalls entgegengesetzt gerichtet sind, d.h. die Protonen bzw. Pionen aus dem Λ-Zerfall haben in den beiden Emulsionsgruppen entgegengesetzte bevorzugte Richtungen. Ein Vergleich der Winkelverteilungen in beiden Emulsionspaketen gibt daher Aufschluß über Verluste an Ereignissen. Wir bezeichnen (entsprechend der Numerierung der Emulsionspakete) diejenigen Emulsionspakete, für welche die Feldrichtung im wesentlichen von den inneren Platten zu den äußeren Platten (bezogen auf die Spule) verläuft, als gerade Stacks (g-Stacks), die Emulsionspakete, mit einer Feldrichtung von den äußeren Platten zu den inneren Platten als ungerade Stacks (ug-Stacks).

Jedes Emulsionspaket enthält 9 Emulsionsplatten (Ilford K5) von $\sim$1275 μ Dicke und zwei Platten (2. und 7. Platte) von $\sim$200 μ Dicke. Die dünneren Platten sind in das Emulsionspaket

aufgenommen, da sie in kurzer Zeit entwickelt und sofort auf Intensität der Untergrundspuren überprüft werden können. Auf jede Platte wurde nach der Exposition ein radiales Koordinatennetz photographiert, das der Geometrie der Λ-Ereignisse angepaßt ist: Das Zentrum des Koordinatennetzes ist 11 cm vom Zentrum der Platte entfernt und entspricht dem Ort des Targets. Die strahlenförmig von ihm ausgehenden Linien (Flugrichtung der Λ) haben einen Abstand von 1^{o} (Grid-a), die dazu senkrecht verlaufenden Kreise (Grid-r) einen Abstand von 2 mm (Fig. 26). Da die Oberfläche der Emulsionen sehr klein ist (3.46 cm^2), war die Anbringung von **"guard strips"** erforderlich, Emulsionsstreifen von 1 cm Breite, die zu große Verzerrungen in den Randbereichen verhindern.

Die Temperatur der Emulsionen wurde während der Exposition ständig überwacht. Sie stieg während der ersten 10 Entladungen bis 30 Grad und näherte sich dann einem konstanten Wert zwischen 30-32 Grad (bei 2.9 kV Ladespannung), bzw. stieg langsam weiter bis 38 Grad (bei 3.2 kV).

Umfangreiche Tests *) haben gezeigt, daß die Rückbildung des latenten Bildes ("fading"), die bei hohen Temperaturen ($\gtrsim$45 Grad besonders groß ist, geringer und in ihrer Abhängigkeit von der Expositionszeit besser kontrollierbar wird, wenn die Emulsionen vor der Exposition für etwa 40 Stunden bei einer Temperatur von 40 Grad gelagert werden. Für die Expositionszeiten in unserem Experiment (1/2 bis 1 Stunde) sind "fading"-Effekte vernachlässigbar (FRI 69). Das Vorheizen hatte eine Erhöhung der Plateaukorndichte auf 25 Körner/100 μ zur Folge, was die Durchmusterung der Platten wesentlich erleichterte.

Die für die vorliegende Arbeit verwendeten Platten wurden im Oktober 1967 während eines Experimentlaufs von 2 Wochen belichtet. Insgesamt wurden 72 Emulsionspakete paarweise exponiert, wobei für ein Paar 50 - 100 Teilchenpulse erforderlich

*) durchgeführt von R. Settles (FRI 69).

waren. Bei der Intensität des π^--Strahles ($\sim 2\times10^7$ Teilchen/Puls) läßt dies $\sim$5 Λ-Ereignisse pro Platte erwarten.

3.3. Teilchenstrahl.

Vom Experiment wird für die Eigenschaften des Teilchenstrahles gefordert:

a) Impuls p = 1050 MeV/c (§ 2.2);
b) hohe Intensität (kurze Expositionszeiten);
c) Verteilung der Intensität über ein Zeitintervall < 130 µsek (Schwankung des Magnetfeldes <0.3 %) und eine Repetitionsrate von $\sim$20 sek (Ladezeit der Kondensatorbank);
d) geringer Querschnitt über eine Länge von $\sim$16 cm am Fokus (Einführung des Strahles in die Magnetfeldspule ohne Untergrunderzeugung im Kupfer der Spule, genaue Bestimmung des Produktionsortes);
e) geringe Winkelstreuung am Fokus (Bestimmung der Anfangspolarisation);
f) große räumliche und zeitliche Stabilität.

3.3.1. Optik des Teilchenstrahles.

Der Bau eines π^--Strahles mit diesen Eigenschaften wurde durch die Entwicklung der externen Protonenstrahlen möglich, die es gestatten, die unter $\sim 0^\circ$ produzierten Teilchen (Maximum des Wirkungsquerschnittes) in einem großen Raumwinkel zu akzeptieren.

Der Aufbau des abbildenden Systems ist Fig. 15 und Fig. 18 zu entnehmen. Der primäre Teilchenstrahl (e_2: 19.2 GeV/c, 4×10^{11} Protonen / 2 µsek) wird durch zwei Quadrupole auf das primäre Target fokussiert (Abmessungen am Fokus 1.5 × 0.5 mm^2), ein Biegemagnet ermöglicht die Justierung in der vertikalen Ebene. Nur jeder zehnte Puls wurde in den Teilchenstrahlkanal unseres Experimentes abgelenkt. Diese Selektion erfolgte durch einen Ablenkmagneten mit variablem Feld (Switching Magnet SM) kurz nach der Extraktion der Protonen aus dem Beschleunigerring.

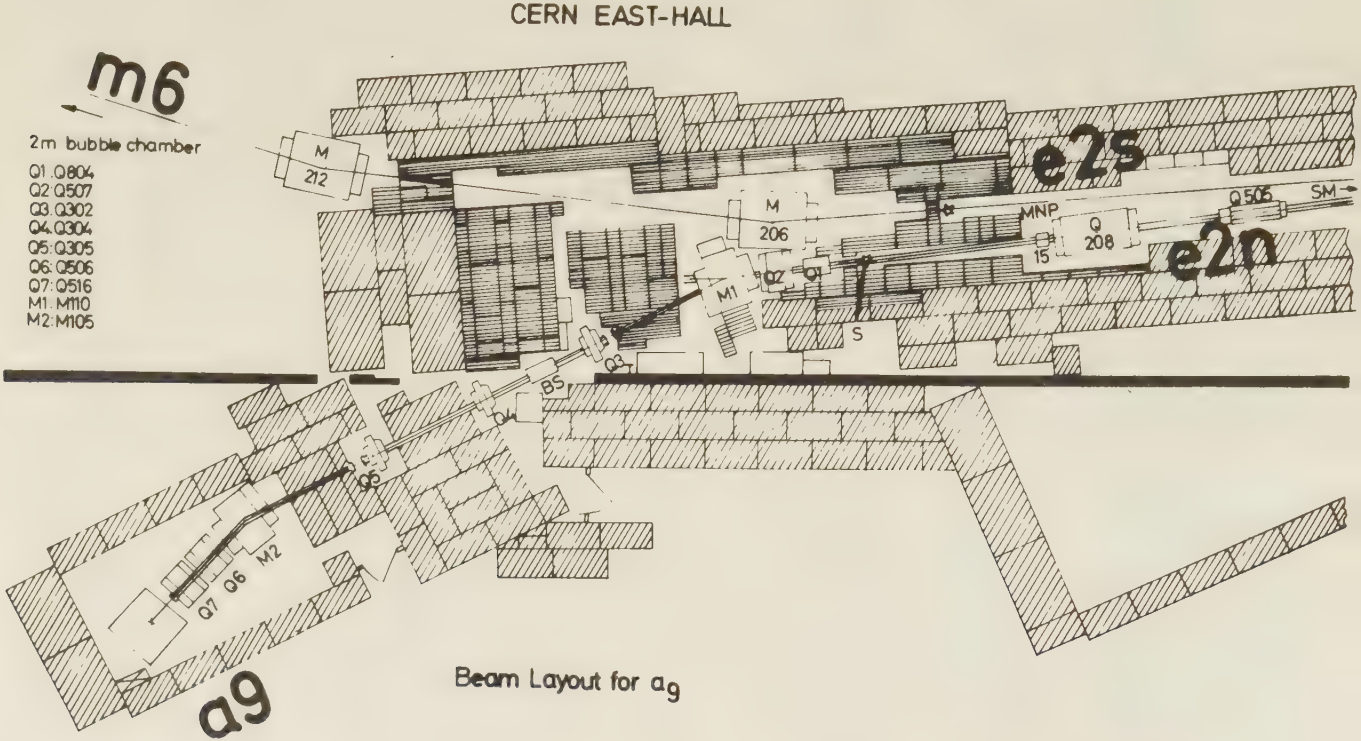

CERN EAST-HALL
m6
2m bubble chamber
Q1 :Q804
Q2 :Q507
Q3 :Q302
Q4 :Q304
Q5 :Q305
Q6 :Q506
Q7 :Q516
M1 :M110
M2 :M105
M 212
M 206
e2s
e2n
MNP
Q 208
15
Q 506
SM
M1
Q2
Q1
S
Q3
BS
Q4
Q5
Q6
M2
Q7
a9
Beam Layout for a_9

Fig. 15

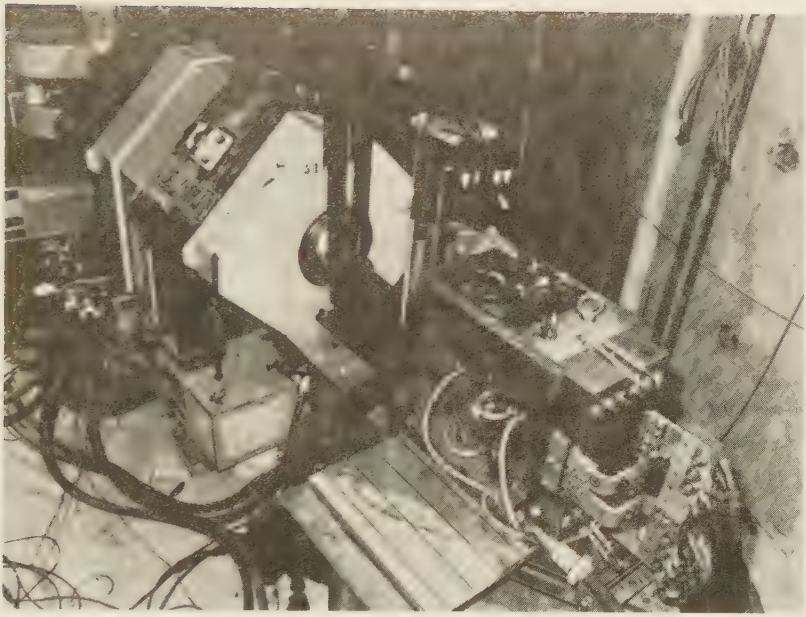


Fig. 16 Experimenteller Aufbau.

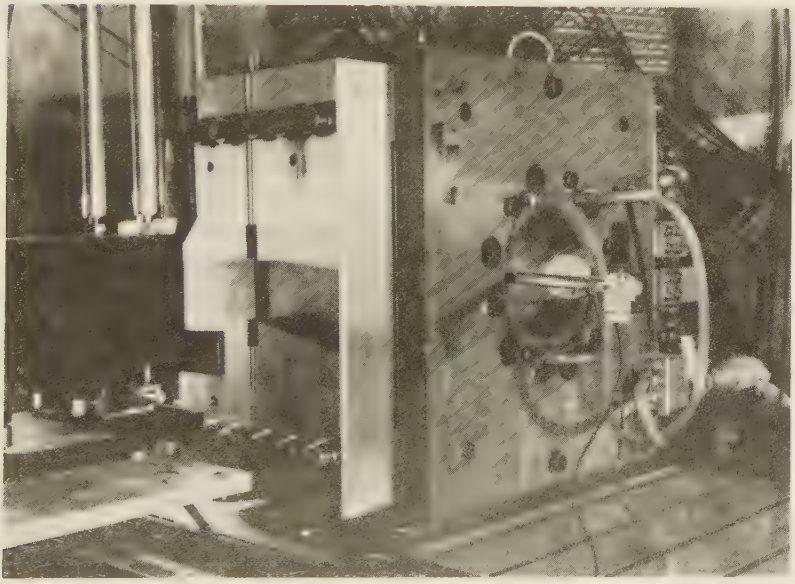


Fig. 17 Magnetfeldspule.

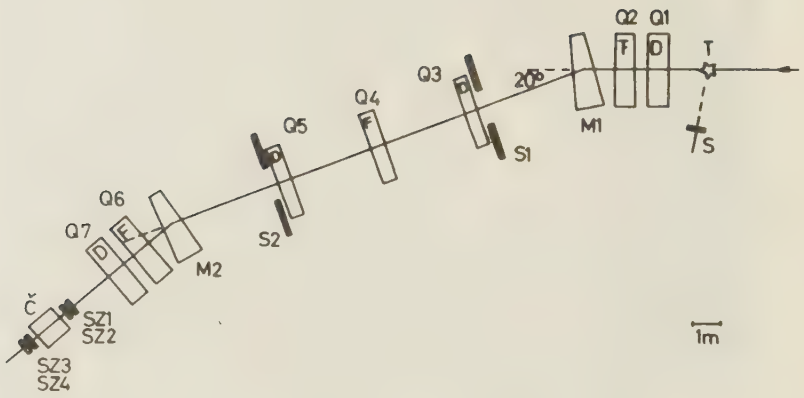


Fig. 18 Abbildende Elemente und Detektorsystem des Teilchenstrahles

Im sekundären Teilchenstrahl erfolgt die Impulsselektion durch zwei Biegemagneten M1,M2 und zwei Blenden S1, S2. Ein mittlerer Quadrupol Q4 bildet in der horizontalen Ebene einen zentralen Punkt des Biegemagneten M1 in einen zentralen Punkt des Biegemagneten M2 ab, wodurch die horizontale Abbildung dispersionsfrei wird. Um die Dispersion auch in der vertikalen Ebene gering zu halten, sind zwei weitere Quadrupole Q3, Q5 eingeführt, welche die Strahlung möglichst parallel zur Achse führen. Die Akzeptanz (10 mrad horizontal, 70 mrad vertikal) ist durch das erste Quadrupol-Paar bestimmt. Ein letztes Quadrupol-Paar Q6, Q7 bildet den Teilchenstrahl in das sekundäre Target ab. Geometrischer Aufbau und Größe der Magnetfelder der optischen Elemente sind symmetrisch in bezug auf den zentralen Quadrupol Q4. Der Abbildungsmaßstab ist daher 1:1 und die Größe des endgültigen Bildes und seine Winkelstreuung sind unabhängig von der Impulsstreuung. Eine genaue Begründung der Parameter ist (DAH 71a) und (DOB 68) zu entnehmen.

Es seien noch die Eigenschaften des Teilchenstrahles im Bereich des sekundären Targets angeführt, da sie für die Rekonstruktion der Λ-Produktion wichtig sind:

a) Die Intensitätsverteilung, bestimmt mit senkrecht zum Teilchenstrahl exponierten Emulsionen (50 μ Dicke) hat eine horizontale (vertikale) Streuung von σ_h = 2.1 mm (σ_v = 1.6 mm); 80 % des Teilchenflusses sind in einem Querschnitt von 6 × 4 mm² enthalten.
b) Die Winkelstreuung ist vertikal ∿70 mrad und nahezu unabhängig vom Winkel, horizontal ∿17 mrad mit nahezu linearem Abfall zur Intensität Null.
c) die Häufigkeitsverteilung der Impulsstreuung fällt linear ab zur Intensität Null bei 1.4 % des nominalen Impulses 1050 MeV/c.
d) Der Teilchenfluß setzt sich zusammen aus ∿60 % π^-, ∿40 % e^- und ∿1 % K^- (vgl. § 3.3.2).

3.3.2. Auswahl des optimalen primären Targets und Intensitätsmessungen für niederenergetische Sekundärteilchen.

Da am Ort des sekundären Targets nur ein geringer Querschnitt des Teilchenstrahles zugelassen werden kann, sind auch die Dimensionen des primären Targets zu beschränken (1:1 Abbildung), d.h. der Querschnitt des Targets (∿4 × 6 mm²) und seine Länge (Verbreiterung der Intensitätsverteilung durch die aus den seitlichen Begrenzungsflächen austretende Strahlung). Hohe Intensität des π^--Strahles erfordert dagegen ein ausgedehntes Target.

Um festzustellen, welches Target diese Forderungen optimal erfüllt, wurden für Targets verschiedener Materialien und Abmessungen (Tab. 5) Intensitätsmessungen durchgeführt. Da die Änderung der Stromstärken in M1 und M2 eine Impulsselektion von 300 bis 1350 MeV/c für Teilchen beider Polaritäten erlaubte, wurde die Anordnung über die erforderlichen Messungen bei 1050 MeV/c hinaus zur Bestimmung der differentiellen Impulsspektren für verschiedene Targetmaterialien verwendet.

Diese Messungen haben vor allem praktische Bedeutung für den Entwurf von Teilchenstrahlen*). Reabsorptionseffekte, Mehrfachproduktion und Kaskadenentwicklung lassen keine direkte Übereinstimmung mit p-p - Daten erwarten. Daß unsere Ergebnisse bzgl. der Teilchenzahlverhältnisse trotzdem innerhalb der Fehler gut an die von (DEK 65) anschließen, ist damit zu erklären, daß Reabsorptionseffekte klein sind (BEH 62), und für Sekundärimpulse $\lesssim 2$ GeV/c und Vorwärtsrichtung die p-p Wirkungsquerschnitte nahezu unabhängig vom primären Impuls sind und über kleine Winkel wenig variieren (DEK 65).

$$\left.\begin{array}{ll} N(\pi^+)/N(\pi^-) \sim 1 & (300\text{-}1050\ \text{Mev/c}) \\ N(K^+)/N(K^-) \sim 1 & (1350\ \text{MeV/c}) \end{array}\right\} \text{unabhängig vom Target}$$

Messungen und Ergebnisse.

Die Anordnung der Teilchendetektoren ist mit in die schematische Darstellung des Teilchenstrahles, Fig. 18, aufgenommen. Zur absoluten Messung der primären Protonenintensität dient eine Sekundäremissionskammer , zur relativen Bestimmung des auf das Target auftreffenden Anteils ein Szintillationszähler S, der in 2 m Abstand vom Target die unter 80° emittierte Sekundärstrahlung registriert. Die verschiedenen Targetmaterialien sind an einer ferngesteuert drehbaren Halterung montiert. Ein Szintillatorteleskop SZ1,..,SZ4, 25.8 m nach dem primären Target, mißt die totale Intensität; die Teilchenstrahlzusammensetzung wird mit einem differentiellen ČERENKOV-Zähler**)C (Wasser- bzw. Glyzerinfüllung) in Koinzidenz mit SZ1,..,SZ4 bestimmt.

---

*) Zum Zeitpunkt des Experimentes waren Wirkungsquerschnitte um 0° nur für Impulse > 1 GeV/c und p-p, p-Be, p-Pb veröffentlicht (DEK 65, LUN 65).

**) DISC-Counter (MEU 62)

Target Nr.	Material	Dimensionen
1	Cu	3 × 1 × 40 mm^3
2	Al	F = 10 mm^2, ℓ = 4 mm
3	Cu	2 × 1 × 70 mm^3
4	Pt	2 × 1 × 40 mm^3
5	Vakuum	---
6	Cu	2 × 1 × 40 mm^3
7	Al	2 × 1 × 40 mm^3
8	Cu	F = 10 mm^2, ℓ = 4 mm
9	Cu	3 × 1 × 70 mm^3
10	Pt	F = 10 mm^2, ℓ = 4 mm
11	Pt	2 × 2 × 40 mm^3
12	Pt	2 × 1 × 70 mm^3

Tab. 5 Targetmaterialien.

Target	$N(\pi)/N(e)$
Cu 3×1×40 1	0.6
Cu 2×1×70 3	0.3
Pt 2×1×40 4	1.0
Cu 2×1×40 6	0.5
Cu 3×1×70 9	0.3
Pt 2×2×40 11	1.9
Pt 2×1×70 12	1.2

Tab. 7 π/e-Rate für 1050 MeV/c (Gas-ČERENKOV-Zähler).

Für die totalen Intensitätsmessungen wurden von den optischen Elementen des Teilchenstrahles nur die Biegemagneten M1, M2 verwendet, um ein Spektrometer mit genau definierter Akzeptanz (1.85×10^{-5}sr, $\Delta p/p = 1.36$ %) zu erhalten; für die relative Bestimmung der Teilchenstrahlkomponenten wurde die fokussierende Eigenschaft des letzten Quadrupol-Paares Q6, Q7 dazu benützt, möglichst parallelen Strahlverlauf im C-Zähler zu erhalten. Wir schätzen, daß die Fehler infolge Vielfachstreuung, Totzeitverlusten und Normalisation 10-20 % betragen.

Fig. 19 gibt die totalen Intensitäten, Fig.20a die β-Kurven für zwei verschiedene Impulse, Tab. 6 die relativen Anteile einzelner Komponenten. Der hohe Anteil an Elektronen bzw. Positronen vor allem für niedrige Impulse (∿100 % bei 300 MeV/c) resultiert aus der π^0-Produktion mit nachfolgender Initialisierung einer Elektronenkaskade durch die γ-Quanten aus $\pi^0 \to 2\gamma$. Der Anteil an Elektronen ist nur abhängig von der Länge ℓ des Targets und am größten für ein Target mit $\ell \sim 4$ Strahlungslängen (Fig. 20b). Für $\ell << 4$ Strahlungslängen ist die $e^{\pm}$-Kaskade im frühen Stadium ihrer Entwicklung, für $\ell >> 4$ Strahlungslängen ist der mittlere $e^{\pm}$-Impuls kleiner als der Teilchenstrahlimpuls. Der hohe Anteil an Elektronen wurde durch die Intensitätsmessungen von (MAR 69) bestätigt.

Die Bestimmung des Verhältnisses $N(\pi)/N(e)$ wurde für den im μ_Λ-Experiment verwendeten Teilchenstrahl (volle Optik, $\sim 2 \times 10^7$ Teilchen/2 μsek) wiederholt. An Stelle des DISC-Čerenkov-Zählers wurde ein Schwellen-Čerenkov-Zähler (ℓ = 35 cm) mit Äthylenfüllung (bessere Trennung π-e) verwendet*). Die Pulse des Photonenvervielfachers (58 AVP) wurden integriert und das integrierte Signal ladungsabhängig digitalisiert. Die Zahl der Digitalisierungen ist direkt der Intensität I_C des C-Lichtes proportional.

---

*) Die gleichzeitige Installation beider C-Zähler bei den zuvor geschilderten Messungen war aus technischen Gründen nicht möglich.

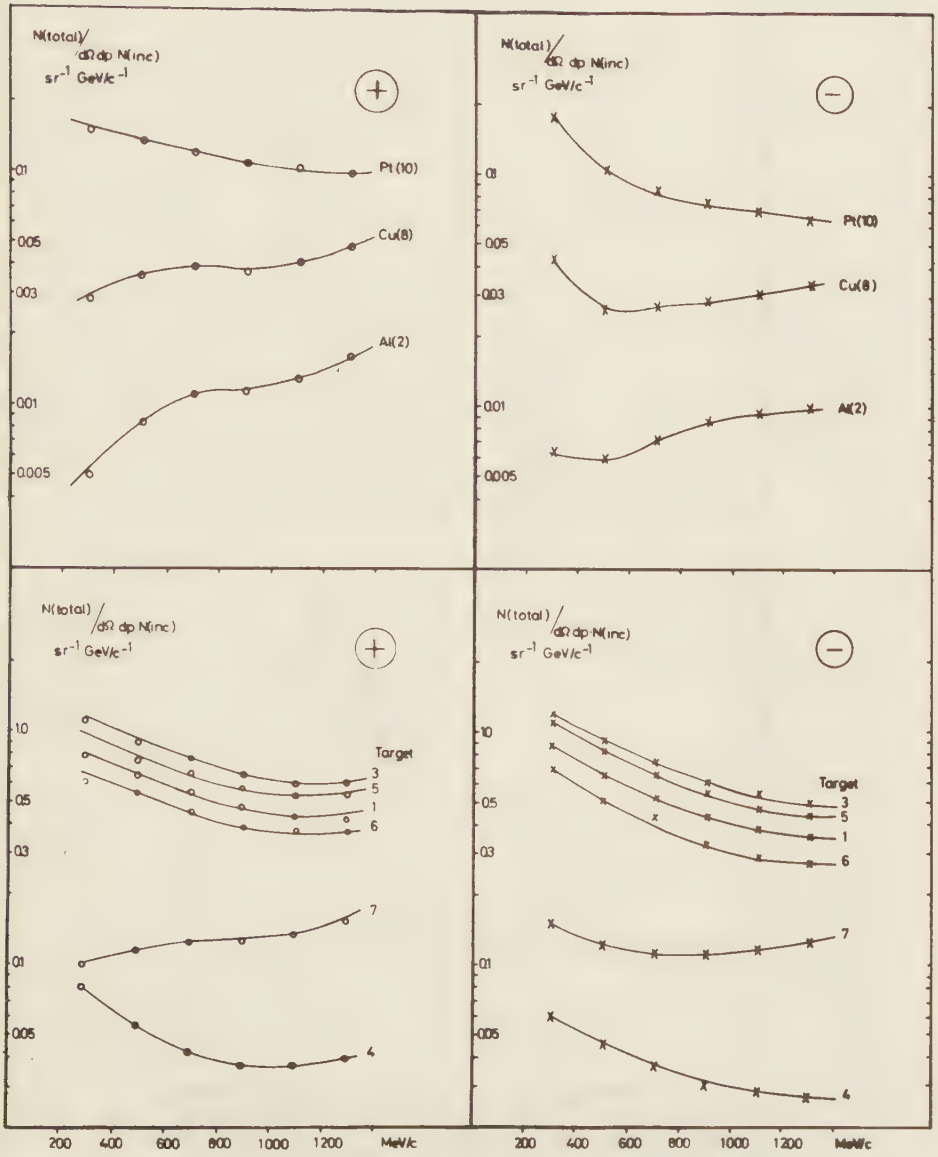


Fig. 19 Produktion an verschiedenen Targetmaterialien (Tab. 5) bei einem Protonenimpuls von 19.2 GeV/c: Impulsspektren der totalen Intensität 25.8m nach dem Target für die Produktion positiver + und negativer − Teilchen.

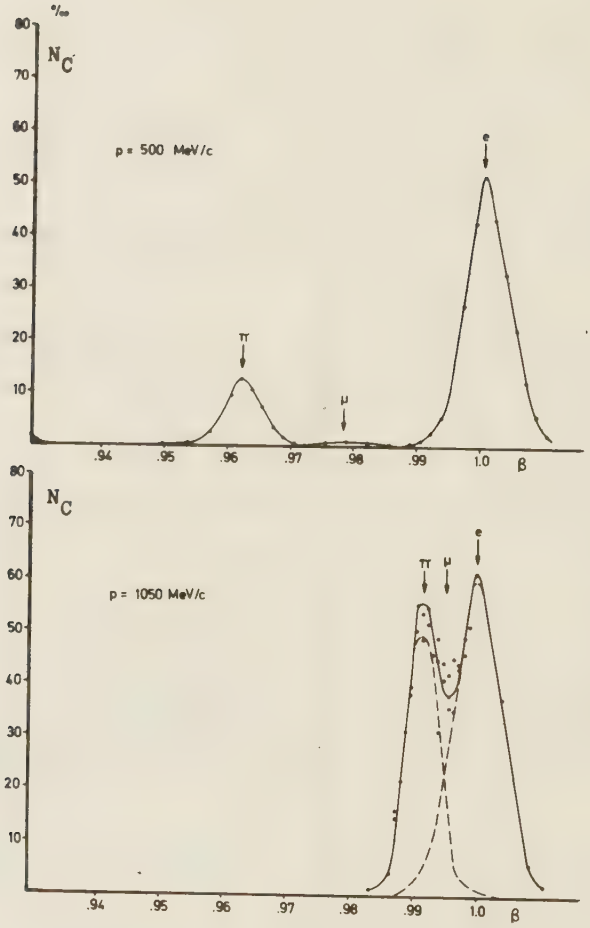


Fig. 20 a) Mit dem differentiellen Čerenkov-Zähler (Wasserfüllung, n = 1.338) gemessenes β-Spektrum für Teilchenstrahlimpulse von p = 500 bzw. 1050 MeV/c. Aufgetragen ist die Čerenkov-Zählrate N_C pro Δβ-Intervall, Δβ ∿ 0.004. Alle Zählraten wurden auf die totale Zählrate des Szintillatorteleskops normiert.

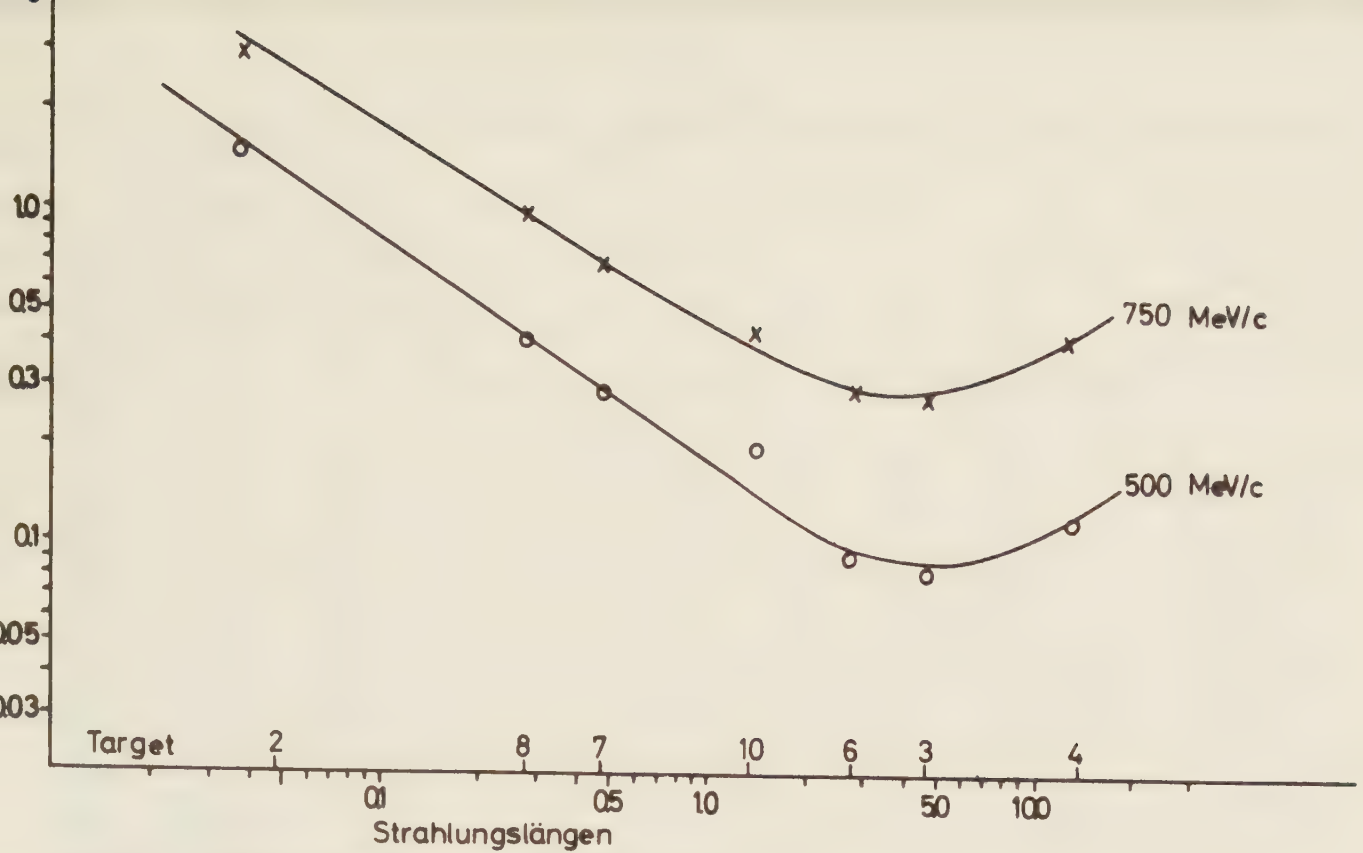


Fig. 20 b) Verhältnis der Pionenrate zur Elektronenrate bei Produktion an Targetmaterialien verschiedener Strahlungslänge (Impuls der einfallenden Protonen 19.2 GeV/c).

	$N(\pi)/N(e)$				$N(K)/N_{total}$		$N(p)/N_{total}$	
Polarität	-	+	-	+	-	+	-	+
Impuls MeV/c	500	500	750	750	1350	1350	1350	1350
Target								
Cu 3×1×40 1	0.10	0.08	0.32	0.30	0.013	0.014	0.012	0.18
Al ρ=10, ℓ=4 2	1.64	1.50	2.95	3.16	0.004	0.008	0.003	0.30
Cu 2×1×70 3	0.10	0.07	0.30	0.28	0.017	0.014	0.012	0.17
Pt 2×1×40 4	0.14	0.10	0.44	0.41	0.008	0.012	0.006	0.31
Cu 2×1×40 6	0.16	0.09	0.31	0.30	0.012	0.012	0.009	0.19
Al 2×1×40 7	0.29	0.26	0.71	0.73	0.005	0.008	0.004	0.24
Cu ρ=10, ℓ=4 8	0.49	0.36	1.00	1.01	0.005	0.010	0.006	0.31
Cu 3×1×70 9	0.11	0.08	0.29	0.27	0.025	0.018	0.013	0.15
Pt ρ=10, ℓ=4 10	0.20	0.21	0.47	0.44	0.008	0.014	0.017	0.17
Fehler	5 - 10 %		3 - 8 %		20 %		25 %	5 %

Tab. 6 Teilchenraten 25.8 m nach dem primären Target.

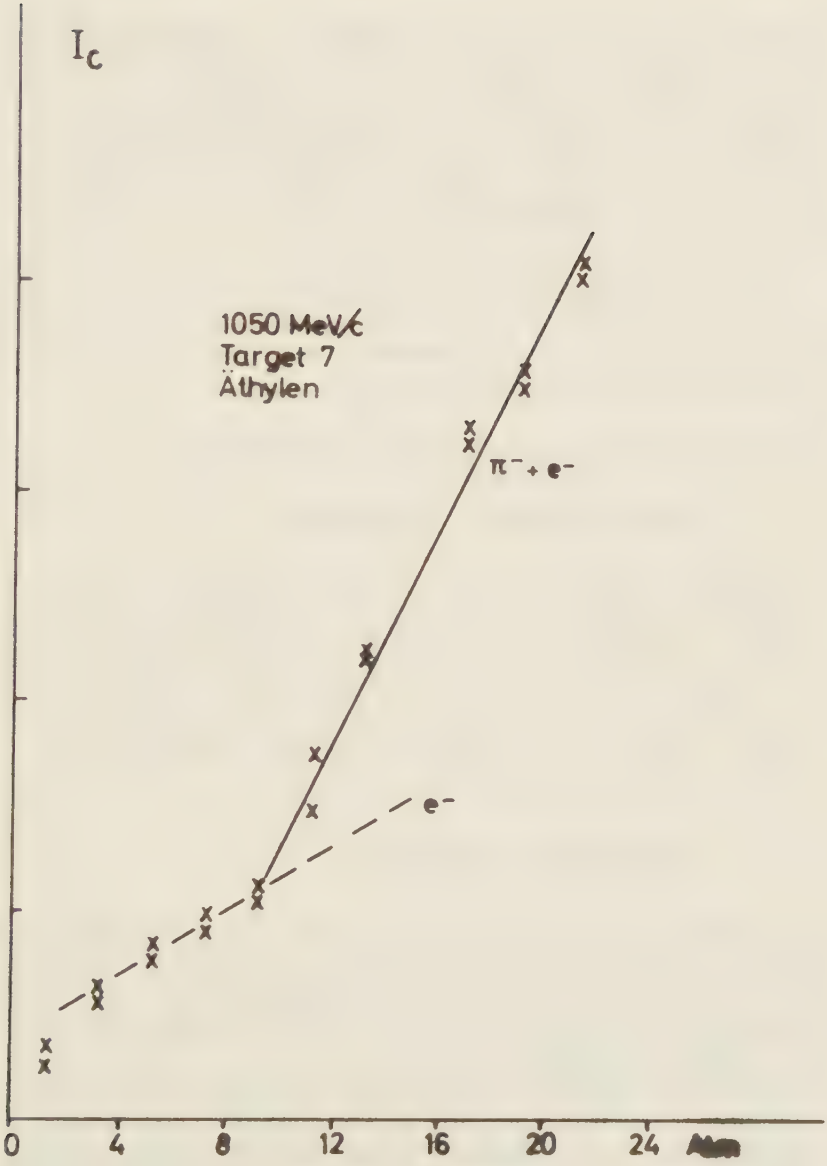


Fig. 21 Änderung der Čerenkov-Lichtintensität I_C mit dem Gasdruck (Einheit der Ordinate willkürlich).

Die Änderung von I_C mit dem Gasdruck p ist linear mit einer Steigung, die proportional ist zur Anzahl N der Teilchen, die zur C-Lichterzeugung beitragen (Anhang 5): Die Steigung in dem Druckbereich, in dem nur für Elektronen $\beta n > 1$ gilt, verhält sich zur Steigung in dem Bereich mit $\beta n > 1$ für Elektronen und Pionen, wie

$$N(e)/N(e + \pi).$$

Fig. 21 zeigt eine der I_C-p-Kurven, Tab. 7 gibt die Ergebnisse für verschiedene Targetmaterialien.

Target 11 wurde für unser Experiment ausgewählt.

3.4. Sekundäres Target (Λ-Erzeugung).

Als sekundäres Target diente ein Stück Polyäthylen $(CH_2)_n$, $6 \times 6 \times 32$ mm³ groß und an den Enden keilförmig abgeflacht, so daß der Akzeptanzwinkel für jede Emulsionsplatte etwa 20 ± 2 Grad betrug. Ein zu großer Akzeptanzwinkel verschlechtert das Verhältnis Lambda/Untergrund (vgl. § 2.3.b, Jakobische Spitze). Das Problem der Produktion am Kohlenstoff des CH_2 wird in § 5.4.2 behandelt.

3.5. Steuerung und Überwachung.

Die große Stabilität, mit der die Ejektion der Protonen aus dem Beschleunigerring erfolgte, erleichterte wesentlich die geforderte Synchronisation des Teilchendurchganges mit dem maximalen Magnetfeld innerhalb von 130 µsek (s.S.55 , erreicht wurden ±3 µsek) in Abständen von 20 sek.
Für jeden akzeptierten Teilchenpuls wurde die Zeitdifferenz zwischen Feldmaximum und Ankunft der Teilchen, die Größe des Magnetfeldes, die Stromstärke in den optischen Elementen und die Intensität des Teilchenstrahles automatisch geprüft. Zur Einleitung eines neuen Zyklus wurde die Kondensatorbank aufgeladen (18 sek) und ein Abfragepuls (∿1.2 sek) an den

Hauptkontrollraum zurückgegeben, wenn die Ladespannung und die beim vorhergehenden Zyklus gemessenen Werte (s.o.) innerhalb vorgegebener Toleranzen lagen. Die Steuerung des Stromanstieges im Ablenkmagneten SM (1.2 sek) erfolgte vom Hauptkontrollraum aus, der Rest des Zyklus - Reset der Meßelektronik (20 msek), Entladung der Kondensatorbank (1.3 msek), Messungen beim Teilchendurchgang - lief unter Kontrolle des Experimentes ab. Die in Klammern gegebenen Zeiten sind die Zeitdifferenzen bis zum Eintreffen der Teilchen.

§ 4. Durchmusterung der Emulsionen.

4.1. Spurverteilung in den Platten.

4.1.1. Kinematik des Λ-Zerfalls und Verteilung der Zerfallsspuren.

a) Λ-Impuls und Winkelverteilung.
Das Impulsspektrum der am Wasserstoff des Targets erzeugten Λ reicht im Winkelbereich des Detektors von 450 bis 900 MeV/c. Zur Beschreibung der Winkel eines Ereignisses führen wir den Neigungswinkel δ gegen die Emulsionsebene und den in die Emulsionsebene projizierten Winkel α ein, wobei α in bezug auf die nächstniedrigere Grid-a-Linie gemessen wird. Für Λ-Ereignisse gilt für die Mittelwerte (berechnet mit LAMMC, SET 69) dieser Winkel

$$\langle \alpha_\Lambda \rangle = \text{sign(ST)} \times 0.5^\circ \pm 1^\circ$$

$$\langle \delta_\Lambda \rangle = 0.5^\circ \, (n_p - 6) \pm 1.3^\circ$$

$$\text{mit sign(ST)} = \begin{cases} 1 & \text{für g-Stack} \\ -1 & \text{für ug-Stack} \end{cases} .$$

$\langle \delta_\Lambda \rangle$ ändert sich geringfügig mit der Plattennummer n_p. Für die Absolutwerte gilt

$$|\alpha_\Lambda| \leq 3.5^\circ$$

$$|\delta_\Lambda| \leq 6^\circ$$

b) Impuls und Winkelverteilung der Zerfallsprotonen.
Für Lambda mit $450 < p_\Lambda < 900$ MeV/c ist der Zerfallswinkel der Protonen im Labor kleiner als 15°. Die normierte Korndichte des Proton, $g^*(p)$, ist stets größer als 1.5; die möglichen Minimalwerte von $g^*(p)$ wachsen mit dem Zerfallswinkel. Fig.22a zeigt

diese Abhängigkeit für Protonen aus dem Zerfall von Λ-Teilchen verschiedener Energie.

Auf dem Weg durch die Emulsion ändern sich die Protonenwinkel infolge Vielfachstreuung und Ablenkung im Magnetfeld. Die Winkeländerung ist in Fig.22a als Verschiebung eines Bezugswinkels (20° bzw. 13°, vgl. § 4.2.) dargestellt. Wir haben den extremen Fall einer Protonenspur von 7 mm Länge gewählt und angenommen, daß Streuung und Magnetfeld in derselben Richtung zu einer Vergrößerung beitragen. Die Änderung des Neigungswinkels δ durch das Magnetfeld ist stets kleiner als 1° und zu vernachlässigen. Fig. 23 zeigt die mit Monte-Carlo (LAMMC 2) berechnete Verteilung der Protonenspuren unter Berücksichtigung von Streuung, Magnetfeld, statistischen Schwankungen der Korndichte und Meß- und Ausrichtungsfehlern.

Für die Pionen aus dem Λ-Zerfall sind alle Laborwinkel zwischen 0° und 180° möglich, die Korndichte wächst rasch mit dem Öffnungswinkel, Fig. 22b.

4.1.2. Untergrundspuren.

Der Hauptanteil der Untergrundspuren entstammt elastischer Streuung im Target. Für einen Streuwinkel von $\sim 20^\circ$ ist der Impuls der Protonen $p(p) \sim 1200$ MeV/c, der Impuls der Pionen $p(\pi) \sim 1000$ MeV/c, $g^*(p) \sim g^*(\pi) \sim 1$. Ohne ein Magnetfeld wären die Winkel α dieser Spuren mit kleiner Streuung um 0° verteilt. Das Magnetfeld, nahezu senkrecht zur Flugrichtung, führt die geladenen Teilchen auf einer Spiralbahn, so daß diese u.U. den Detektor nicht mehr oder zumindest unter einem wesentlich größeren Winkel erreichen (Fig. 14). Die experimentelle Winkelverteilung in einer Platte zeigt Fig. 24: in einem weiten Bereich um $\alpha = 0^\circ$ ist die Zahl der Untergrundspuren gering ("Winkelfenster"), während sie sich bei $\text{sign}(ST)\times\alpha \lesssim -13^\circ$ (Protonen) häufen.

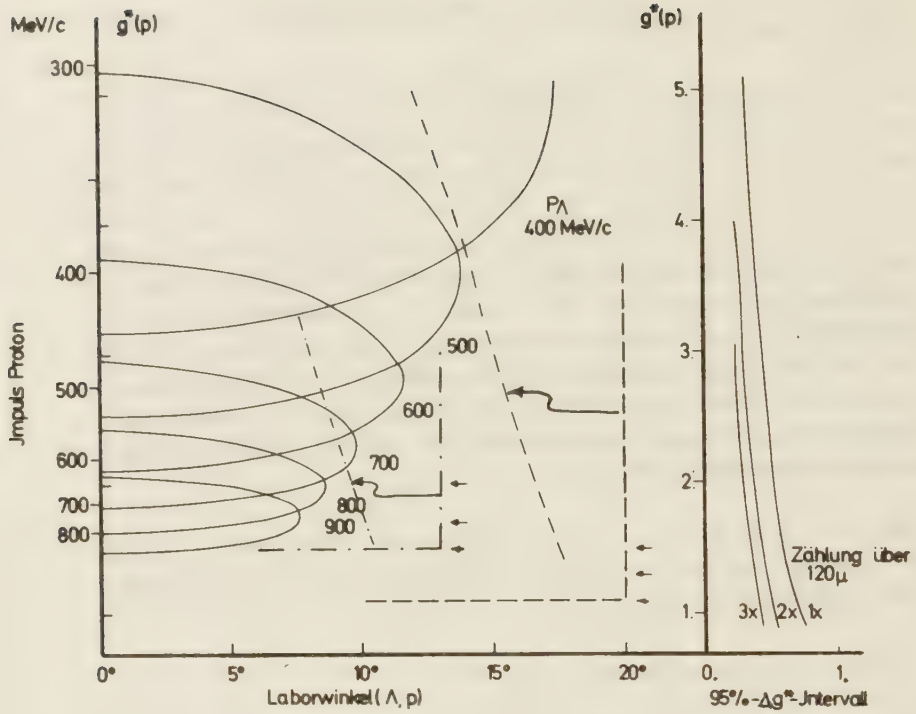


Fig. 22 a) Impuls und normierte Korndichte g^* des Zerfallsprotons aus $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ für verschiedene Impulse p_Λ.

Die im Bereich $-13^\circ < sig(ST)\cdot\alpha < +20^\circ$ gültigen Durchmusterungskriterien sind "gestrichelt" eingezeichnet, die im "Protonenbereich" $-13^\circ < sig(ST)\cdot\alpha < -20^\circ$ gültigen Kriterien "strichpunktiert"; die Pfeile zeigen die Grenzkorndichten $g_1(\alpha)$. Die Änderung der Winkelgrenze durch Ablenkung im Magnetfeld und Streuung ist für eine Protonenspur von 7 mm Länge für beide Bereiche eingetragen. Zusätzlich zeigen wir den Fehler der Korndichte Δg^* (95 % - Wahrscheinlichkeitsgrenze) bei Zählung über 1,2 bzw. 3 Gesichtsfelder (120 μ).

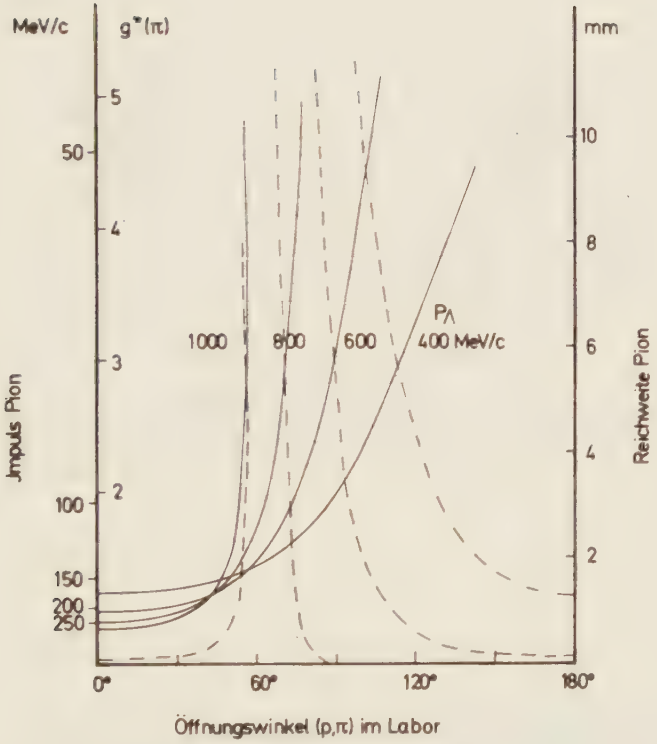


Fig. 22 b) Impuls, normierte Korndichte g^* und Reichweite (gestrichelt) des Zerfallspions aus $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel (p, π) im Laborsystem für verschiedene Impulse p_Λ des Λ.

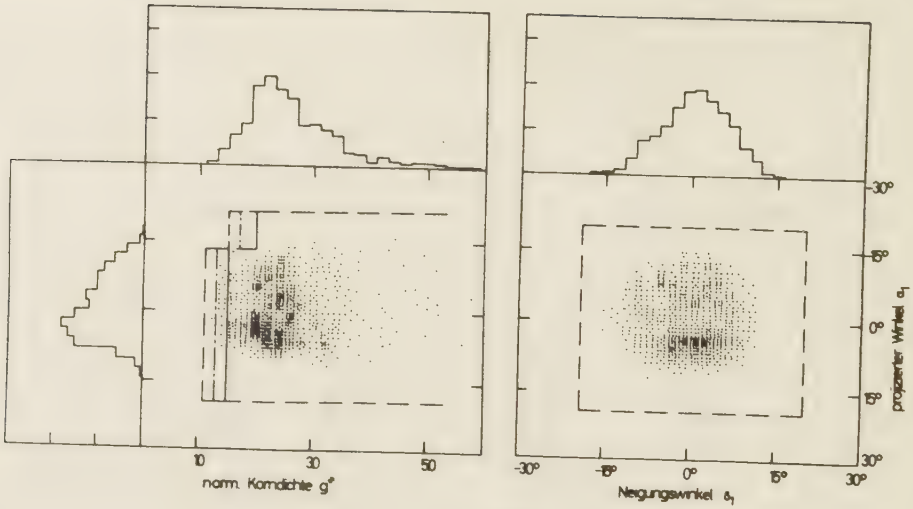


Fig. 23 a Gerader Stack.

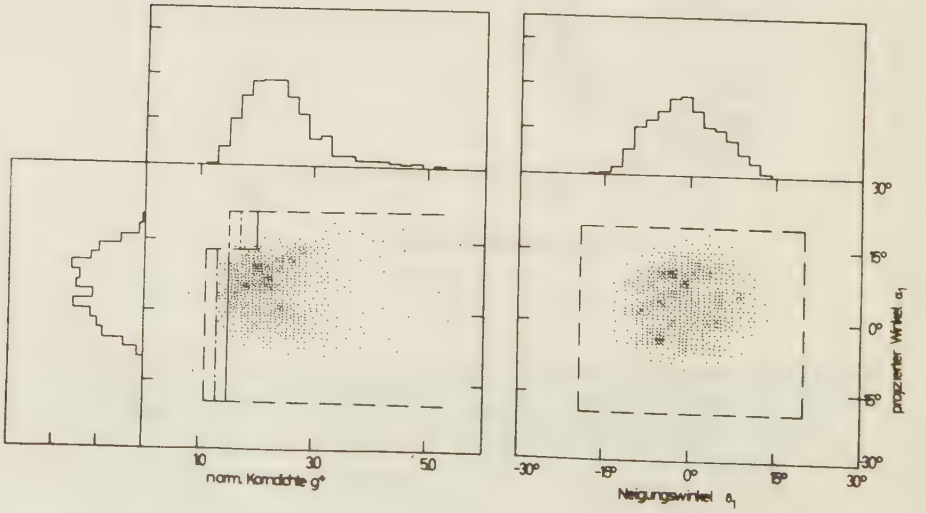


Fig. 23 b **Ungerader Stack.**

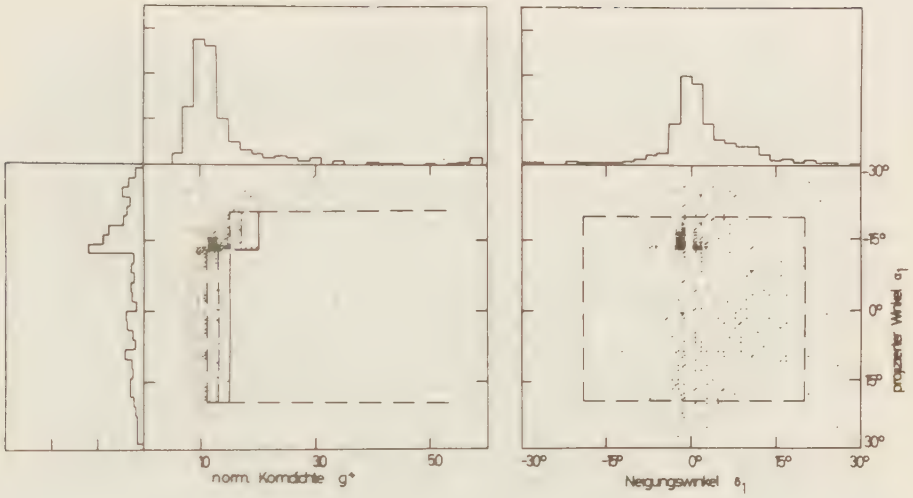


Fig. 24 Verteilung der Untergrundspuren in den Emulsionen (experimentell).

Fig. 23 Verteilung der Spuren des Zerfallsprotons in Winkeln und Korndichte im Bereich der "Scan-Linien" (Monte-Carlo); a) g-Stack; b) ug-Stack.
Im ug-Stack ($\vartheta_p \sim 45^\circ$) werden die Zerfallsprotonen bevorzugt vorwärts unter einem Winkel $\alpha > 0$ emittiert, zusätzlich werden sie im Magnetfeld zu größeren Winkeln α abgelenkt; ug-Stacks sind daher stärker durch Durchmusterungsverluste gefährdet.

Die äußersten Grenzen in Winkeln und Korndichte für die Durchmusterung sind gestrichelt eingezeichnet, die $g_2(\alpha)$ bzw. $g_3(\alpha)$ entsprechenden Grenzen strichpunktiert bzw. durchgezogen.

4.2. Durchmusterungskriterien.

Entscheidend ist für das Experiment, daß die verschiedenen Λ-Zerfallskonfigurationen mit gleicher Wahrscheinlichkeit gefunden werden. Daher ist eine Durchmusterung "entlang der Spur"*) einer Flächendurchmusterung vorzuziehen. Da sowohl die Λ-Winkel, als auch die Winkel des Zerfallsprotons innerhalb fester Schranken liegen, kann der Winkelbereich für die zu verfolgenden Spuren wesentlich eingeschränkt werden: 20° im projizierten Winkel α, $\pm 20\mu$ in der Änderung Δz in der Tiefe über eine Okularskalenlänge (entspricht $\delta \sim 18^\circ$ bis 20° in der ungeschrumpften Emulsion). Da $g^*(p) \geq 1.5$ ist und g^* mit α wächst, lassen sich für die Korndichte g^* untere winkelabhängige Schranken $g(\alpha)$ setzen, die mit großer Wahrscheinlichkeit ausschließen, daß eine Spur mit $g^* > g(\alpha)$ zu einem Λ-Ereignis führt. Um die Durchmusterungskriterien einfach zu halten, ist **$g(\alpha)$ als Stufenfunktion definiert**;es werden nur zwei Winkelbereiche mit verschiedenen unteren Schranken festgesetzt: Die Grenze zwischen beiden liegt bei $\text{sign(ST)}\times\alpha = -13^\circ$; der Bereich $-20^\circ \leq \text{sign(ST)}\times\alpha \leq -13^\circ$ umfaßt im wesentlichen den "Protonenbereich" mit der großen Zahl von elastisch gestreuten Protonen. Für diesen, bei größeren Winkeln liegenden Bereich, können die Korndichteschranken höher gelegt werden. Damit wird die Verfolgung der dünnen Untergrundspuren weitgehend vermieden, was für eine schnelle Durchmusterung entscheidend ist (vgl. Fig. 24).

	sign(ST)×α	$g_1(\alpha)$	$g_2(\alpha)$	$g_3(\alpha)$
normaler Bereich	-13° bis 20°	1.1	1.3	1.5
Protonen-Bereich	-20° bis -13°	1.5	1.7	2.0

Die Durchmusterungsgeschwindigkeit wird außerdem wesentlich dadurch beschleunigt, daß die Zählung der Körner teilweise durch eine Schätzung der Kornzahlen ersetzt wird. Im einzelnen wenden wir folgendes Verfahren an:

*) Durchmusterung entlang von vermutlichen Protonenspuren

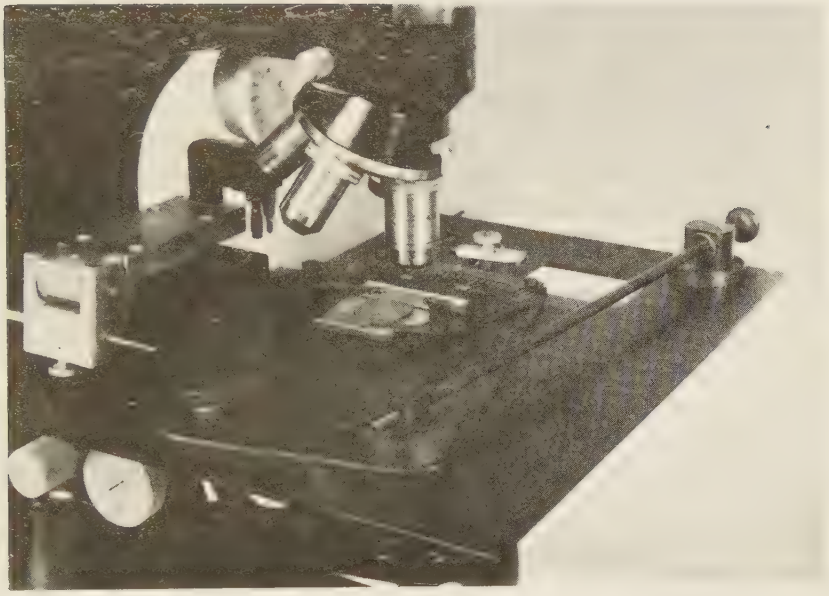


Fig. 25 Mikroskoptische.

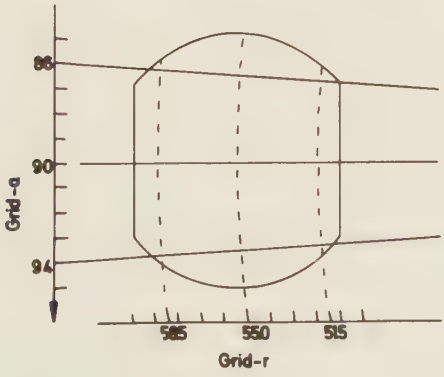


Fig. 26 Emulsionskoordinatennetz.

Die Spuren werden entlang der "Scan-Linien" Grid-r = 55.0 und Grid-r = 58.5 gesucht. Eine Spur wird akzeptiert, wenn sie im Winkelbereich $-20^{\circ} \leq \alpha \leq 20^{\circ}$ liegt, wenn ihre Korndichte $g^* \geq 1.1$ geschätzt wird und die Änderung Δz in den Grenzen $-20\mu \leq \Delta z \leq 20\mu$ liegt. Durch Schätzung wird danach entschieden, ob die Spur zu verwerfen ($g^* \leq g_1(\alpha)$) oder sofort zu verfolgen ist ($g^* \geq g_3(\alpha)$). Für alle verbleibenden Spuren wird die Kornzahl durch Zählung festgestellt und wie bei der Schätzung entschieden. Liegt die Korndichte auch dann im Bereich $g_1(\alpha) \leq g^* \leq g_3(\alpha)$, werden Zählung und Entscheidung über das anschließende Gesichtsfeld wiederholt. Wenn erforderlich, wird in einem dritten Gesichtsfeld gezählt und die Spur für $g^* \geq g_2(\alpha)$ akzeptiert, sonst verworfen. Dieser "Schätz-Scan" wird abwechselnd mit einem "Zähl-Scan" angewandt, bei dem die Kornzahlen durch Schätzung und danach durch Zählung festgestellt werden. Ein Vergleich der Spurverteilung aus beiden Verfahren ermöglicht die Aufdeckung von Fehlern. Der "Zähl-Scan" hat zusätzlich die Funktion eines Trainings für den "Schätz-Scan".

Die Verlustrate bei genauer Anwendung der Kriterien wurde mit dem Programm LAMMC2 berechnet, siehe Tab. 8.

Akzeptierte Spuren werden über 7 mm, bzw. bis sie die Platte verlassen oder zu einer Reaktion führen, verfolgt. Als Λ-Kandidaten zählen alle Reaktionen mit zwei Spuren ("V"). Ein großer Öffnungswinkel zwischen den beiden Spuren ist für einen Λ-Zerfall mit einer starken Korndichteänderung zwischen verfolgter Spur ("Primärspur") und zweiter Spur ("Sekundärspur") verbunden, so daß dieser Zerfallstyp leicht erkennbar ist. Bei Zerfällen mit kleinem Öffnungswinkel ist die Korndichte der Sekundärspur gering. "Stoppende" Spuren werden daher von mindestens zwei Personen sorgfältig geprüft.

Alle für eine Kontrolle der richtigen Anwendung der Durchmusterungskriterien erforderlichen Größen werden registriert und mit Programmen bearbeitet. Einige charakteristische Zahlen sind

Stack- und Impuls-auswahl	Verlust (‰) bei Auswahl in			
	α	δ	g^* norm.Bereich	g^* Prot.Bereich
g-Stack				
450 > p_Λ	.05	.09	-	-
450 < p_Λ < 900	.07	.16	.60	-
p_Λ > 900	-	-	.51	-
ug-Stack				
450 > p_Λ	.11	.06	-	-
450 < p_Λ < 900	.16	-	1.08	.11
p_Λ > 900	-	-	1.70	-

Tab. 8 Verlustraten bei exakter Anwendung der Durchmusterungskriterien (Monte-Carlo, μ_Λ = -0.7 nm).

Pro Scan-Linie		
Verfolgte Spuren: insgesamt		740.0
Ereignisse:	"V"	14.8
	Stop	20.1
	Stern	19.8
	"V"gemessen	5.1
	Λ akzeptiert	2.7
Verfolgte Spurlänge (mm):		3187.9
Arbeitstage		12.3
Verfolgte Spuren pro "V"		48.4
Verfolgte Spurlänge (mm) pro "V"		208.5
Arbeitstage pro "V"		0.8
Schätz-Scan (Kriterium 66)		88.8 %
Zähl-Scan (Kriterium 61)		2.7 %
(Kriterium 67)		8.5 %

Tab. 9 Einige charakteristische Zahlen für die Durchmusterung der Emulsionen.

in Tab. 9 zusammengestellt. Als besonders nützlich für die Kontrolle erwiesen sich Verteilungen der Spurdichte über die Tiefe z und Verteilungen der Korndichte in Abhängigkeit der Tiefe z. Die Verteilung der α-Winkel gegen die δ-Winkel gibt einen räumlichen Eindruck der Stellen, die hauptsächlich zur Untergrundproduktion beitragen (vgl. Fig. 24).

Es werden Leitz-Ortholux Mikroskope verwendet mit einer Okularvergrößerung 16X und einem Ölimmersionsobjektiv der Vergrößerung 56X. Die Mikroskoptische sind drehbar um einen Punkt, der dem Nullpunkt des Koordinatennetzes auf den Platten entspricht (Fig. 25). Die Okularmeßskala ist den Durchmusterungskriterien angepaßt.

Die Durchmusterung der Platten erfolgte in Kollaboration mit vier weiteren Instituten (DAH 71b).

4.3. Korrektur der Position der Emulsionen in der Spule.

Eine genaue Zuordnung des Koordinatennetzes der Emulsionen zu einem Koordinatensystem in der Spule ist wichtig, um die engen Winkelgrenzen für die Durchmusterung zu setzen; sie ist entscheidend für die Rekonstruktion der Produktion und die Berechnung des Feldintegrals.

Bei der Befestigung der Plattenstapel in der Spule war eine geringfügige Drehung der Halterung nicht auszuschließen, so daß die Grid-a = 90° Linie einen Winkel $\Delta\alpha \neq 0$ mit der horizontalen Ebene der Spule einschließen kann. Verschiebungen Δy in der horizontalen Ebene sind unwahrscheinlich, da die Halterung fest mit der Spule verschraubt war.

Eine einfache Überprüfung der Position in der Spule ist durch Messung der Winkel α_{EP} und δ_{EP} von Elektronenpaaren gegeben, die in den Emulsionen durch Konversion von γ-Quanten entstehen. Diese γ-Quanten entstammen nahezu ausschließlich dem noch im Target erfolgenden Zerfall $\pi^{o} \rightarrow 2\gamma$ ($\sim 10^{-16}$ sek). Die Richtung

der Elektronenpaare weist daher im Mittel in die Richtung des Targets.

Die Korrektur $\Delta\alpha$ ist gleich dem mittleren projizierten Winkel α_{EP}

$$\Delta\alpha = \langle\alpha_{EP}\rangle \quad (\pm 0.5^{\circ})$$

Für die in München durchmusterten Platten ist $\Delta\alpha$ stets kleiner als 4° und gemittelt über alle Emulsionsstapel ist

$$\langle\Delta\alpha\rangle = 0.5^{\circ} \quad (\sigma(\Delta\alpha) = 1.5^{\circ}) \; .$$

Es zeigte sich, daß die Korrektur $\Delta\alpha$ innerhalb der Meßgenauigkeit für alle Platten eines Stapels gleich ist. Die Schwankungen in der Anbringung des Koordinatennetzes sind daher gering verglichen mit dem Winkelfehler bei der Justierung des Stapels in der Spule.

Eine horizontale Verschiebung Δy (s.o.) der Größenordnung 1 mm ist aus der Abhängigkeit des mittleren Neigungswinkels δ_{EP} von der Plattennummer erkennbar:

Für die Bestimmung der Korrekturen für die Ausrichtung werden pro Platte die Winkel von 50 Elektronenpaaren gemessen; an etwa der Hälfte dieser EP's werden gleichzeitig Kornzählungen vorgenommen zur Bestimmung der Plateaukorndichte g_o. Danach wird die Okular-Meßskala justiert und die Kornzahlgrenzen $g_1(\alpha) \times g_o$ werden für die Durchmusterung festgelegt.

4.4. Messung der Ereignisse.

4.4.1. Auswahl der zu messenden Ereignisse.

Zur Messung werden diejenigen "V"-Ereignisse akzeptiert, deren Spuren in Winkeln und Korndichten innerhalb der Meßfehler verträglich sind mit der Zerfallskonfiguration eines im Target produzierten Λ-Teilchens mit Impuls $p > 400$ MeV/c.

Bezeichnen α_1, δ_1, g_1^* (α_2, δ_2, g_2^*) den projizierten Winkel, den Neigungswinkel und die normierte Korndichte der Primärspur (Sekundärspur) und setzen wir

$$g_{1,p}^* = g_1^*/\cos\delta_1,$$

so werden folgende "V"-Ereignisse nicht gemessen:

a) $\alpha_1 \cdot \alpha_2 > 0$ und $|\alpha_1| > 10^\circ$, $i = 1, 2$ } "Λ" nicht im Target produziert

b) $|\alpha_1 - \alpha_2| > 140^\circ$ und $g_{2,p}^* \leq 2.5$ bei Zählung über 3 Gesichtsfelder } "Λ" mit $p_\Lambda > 400$ MeV/c mit Wahrscheinlichkeit 10^{-5}%

c) Die Sekundärspur ist nach Streuung und Reichweite einem Teilchen mit Protonenmasse (oder höherer Masse)zuzuordnen.

d) e^+e^--Paare.

4.4.2. Gemessene Größen.

Für jedes der akzeptierten Ereignisse werden Betrag und Richtung des Impulses der Zerfallsteilchen und der Zerfallsort bestimmt. Dazu sind folgende Messungen erforderlich:

1. Ort des Zerfallsvertex
   in Netzkoordinaten und Tiefe z in der Emulsion.

2. Winkel der Zerfallsspuren:
   a) die projizierten Winkel α_i durch Anlegen des Fadens (120 μ) der Okularskala.
   b) die Neigungswinkel δ_i durch z-Messungen an 3 Punkten der Spur im projizierten Abstand von 480 μ für die primäre, 240 μ für die sekundäre Spur.
   Bei Winkelstreuungen $>3^\circ$ wird nur die Spurstrecke vom Vertex bis zum Ort der Streuung berücksichtigt.
3. Reichweite der Sekundärspur
   in jedem Fall, in dem das Sekundärteilchen innerhalb des Plattenstapels zur Ruhe kommt (15 % der "V"-Ereignisse, 14 % der Λ-Ereignisse).
4. Korndichte
   der Primärspur (Zählung von 800 - 1000 Körnern), und die Korndichte der Sekundärspur (Zählung von 600 - 800 Körnern) in jedem Fall, in dem die Reichweitemessung nicht möglich ist.
5. Krümmung der Spur
   zum Test des Ladungsvorzeichens. Da die Winkeländerung im Magnetfeld nur etwa dreimal so groß ist wie die Winkeländerung durch Streuung, werden Krümmungsmessungen nur in wenigen Fällen (0.8 %) zur Impulsbestimmung benützt.

Meßstrecken und Anzahl der zu zählenden Körner sind so gewählt, daß die Meßfehler im Mittel minimal werden.

4.4.3. Meßfehler und Korrekturen.

Die richtige Abschätzung der Fehler und ihrer Korrelationen ist wichtig, um unverzerrte Impulse und Winkel aus dem Anpassungsverfahren (§ 5.1.1) zu erhalten. Aus der Abhängigkeit der Fehler von den Meßgrößen kann ein optimales Meßverfahren abgeleitet werden. Die im folgenden berücksichtigten Fehler werden auch in einer erweiterten Version des Programmes LAMMC (SET 69) berücksichtigt.

a) z-Messungen und Schrumpfungsfaktoren.
   Alle in der Emulsion gemessenen Längen sind auf Schrumpfung

bzw. Ausdehnung der Emulsion zu korrigieren. Über eine Platte gemittelte Werte der Schrumpfungsfaktoren S_α, $\alpha = x,y,z$, werden bzgl. der Achsen des Emulsionskoordinatensystems, vgl. Anhang 1, bestimmt: S_x, S_y (bis 8 %) durch Vergleich des Abstandes von 5 Punkten des Emulsionskoordinatennetzes mit ihrem nominellen Abstand; S_z (≈100 %) aus der mittleren Dicke D der Emulsion zum Zeitpunkt der Exposition und der Dicke D_M der Emulsion an einem zentralen Punkt der Platte zum Zeitpunkt der Messung.

Die Fehler der Schrumpfungsfaktoren sind

$$(4.1) \qquad \frac{\sigma(S_\alpha)}{S_\alpha} \sim \begin{cases} 1\ \% & \alpha = z \\ \text{für} & \\ 0.5\ \% & \alpha = x,y \end{cases}$$

$$\frac{\sigma(D)}{D} \sim 0.5\ \%$$

Die wahren z-Koordinaten folgen aus Δz_M-Messungen bzgl. der Mikroskopskala mit einem Fehler $\sigma \equiv \sigma(\Delta z_M) \sim 1\ \mu$:

$$(4.2) \qquad z = (z_G - z_P)\,\frac{z_G - z_O}{D} = \Delta_{GP}\,\frac{\Delta_{GO}}{D}$$

mit

z_P zu messender Punkt,

z_O Oberfläche der Emulsion,

z_G Oberfläche des Koordinatennetzes der Emulsion.

$\Delta_{GP} = z_G - z_P$, Δ_{GO} entsprechend.

Für den Fehler einer einzelnen z-Messung gilt, wenn wir $\sigma^2(z_G) \sim \sigma^2$ setzen und berücksichtigen, daß alle Δz-Messungen dreimal ausgeführt werden:

$$\left(\frac{\sigma(z)}{z}\right)^2 = \frac{\sigma^2}{3}\left(\frac{1}{\Delta_{GP}^2} + \frac{1}{\Delta_{GO}^2}\right) + \frac{\sigma^2}{3}\frac{2}{\Delta_{GP}\Delta_{GO}} + \left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2$$

$$= \frac{\sigma^2}{3}\left(\frac{1}{\Delta_{GP}} + \frac{1}{\Delta_{GO}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2 ,$$

$$(4.3) \qquad \sigma^2(z) \lesssim \frac{16}{3}\sigma^2 + \left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2 z^2$$

z-Messungen an verschiedenen Stellen (x,y) der Emulsion sind über den Schrumpfungsfaktor bzw. D korreliert,

$$(4.4) \qquad \frac{\langle \delta z_1 \delta z_2 \rangle}{z_1 z_2} = \left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2 .$$

Für die bei Messung der Reichweite oder des Neigungswinkels erforderliche Δz-Bestimmung folgt daher

$$(4.5) \qquad \sigma^2(\Delta z_i) = \sigma^2(z_V - z_i) = \sigma^2(z_V) + \sigma^2(z_i) - 2 z_V z_i \left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2$$

$$\lesssim \frac{32}{3}\sigma^2 + \left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2 \cdot (z_V - z_i)^2$$

b) Reichweite.

Zur Berechnung der Reichweite R werden alle Schrumpfungsfaktoren berücksichtigt (R_M = gemessene projizierte Reichweite),

$$R = R_p + R_s$$

$$R_p^2 = R_M^2 \left(S_y^2 \sin^2\alpha + S_x^2 \cos^2\alpha\right)$$

$$R_s = \Delta z$$

Zum Fehler der Reichweite tragen bei:

1) Die Fehler der Schrumpfungsfaktoren.
2) Die Meßfehler in z und beim Anlegen der Meßskala ($\sim 100\ \mu$). Wird die Meßskala n-mal angelegt, so beträgt $\sigma(R_M) \sim \sqrt{n}$ (in μ), und $n \sim R_M\, 10^{-2}$.

$$\sigma_M^2(R) = \cos^2\delta \cdot \sigma^2(R_p) + \sin^2\delta \cdot \sigma^2(R_s)$$

$$\sim \cos^3\delta \cdot R \cdot \left\{10^{-2} + R\cos\delta \left(\frac{\sigma(S_x)}{S_x}\right)^2\right\}$$

$$+\sin^2\delta \cdot \left\{\frac{32}{3}\sigma^2 + \left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2 R^2 \sin^2\delta\right\}$$

3) Die statistische Streuung der Reichweite ("straggling"). Sie wird für Pionen im Impulsbereich bis 300 MeV/c sehr gut angenähert durch*)

$$\frac{\sigma_{Str}(R)}{R} = (-0.198 \ln R + 4.85) \times 10^{-2}.$$

Der gesamte Fehler der Reichweitemessung wird damit

$$(4.6) \qquad \sigma^2(R) = \sigma_M^2(R) + \sigma_{Str}^2(R)$$

Die tabellierten Werte der Reichweite-Impuls-Beziehung $p = f(R)$ beziehen sich auf Standardemulsionen der Dichte $\rho_0 = 3.815 \text{ g cm}^{-3}$. Bei kleinen Abweichungen der Dichte ρ vom Standardwert genügt es, die Reichweiten mit dem Faktor $c_\rho = \rho/\rho_0$ zu korrigieren (BAR 63):

$$R \to R \cdot \rho/\rho_0$$

Der Korrekturfaktor wurde aus der Reichweite der μ^+-Mesonen aus Ruhezerfällen $\pi^+ \to \mu^+ \nu$ bestimmt. Aus 56 Zerfällen ergab sich eine Reichweite

$$R = (602.92 \pm 2.90)\,\mu$$

die mit der Reichweite $R_0 = 603.2\,\mu$ in Standardemulsionen zu vergleichen ist. Die Übereinstimmung ist sehr gut.

c) Winkel.

Zum Fehler der Winkel tragen die Anteile bei:

1) Reiner Meßfehler beim Ablesen und Einstellen des Meßinstrumentes;
2) Fehler im Schrumpfungsfaktor;
3) Änderung der Spurrichtung durch Vielfachstreuung;
4) Änderung der Spurrichtung im Magnetfeld.

---

*) Für die Reichweite-Energie-Beziehung und "straggling" werden die in UCRL 2426 tabellierten Werte verwendet.

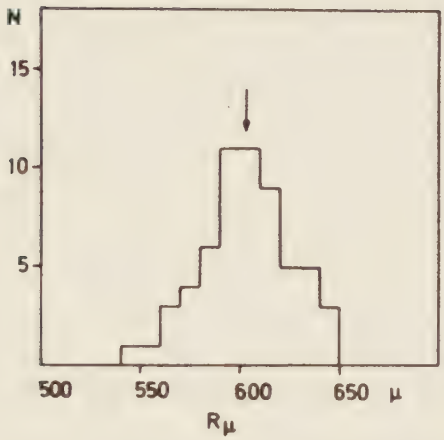


Fig. 27. Reichweite der μ^+-Mesonen aus $\pi^+ \to \mu^+\nu$.

Wir gehen zunächst auf den Beitrag 4) ein, der einen systematischen Fehler liefert, während die Beiträge aus 1), ..., 3) gaußverteilt sind. Im Magnetfeld $\vec{B} \sim B\,(0,1,0)$, definiert im spulenfesten Koordinatensystem, $B \sim 150$ kGauss, wird der Impuls $\vec{p} = (p_x,p_y,p_z)$, $|\vec{p}| = p$, eines Teilchens mit Ladung Q, nach Durchlaufen einer Strecke L zu

$$\vec{p}' = (p_x',p_y',p_z') = (p_x\cos\psi - p_z\sin\psi, p_y, p_x\sin\psi + p_z\cos\psi)$$

mit $$\psi = Q \cdot \frac{L.B.0.03}{p} \cdot 10^{-3} \sim \frac{Q.L.4.5}{p} \cdot 10^{-3},$$

L in μ
p in MeV/c
ψ in rad .

Die entsprechenden Winkel α,δ bzw. α',δ' im Emulsionssystem sind, mit $n = \text{sign}(ST) \cdot 20^{\circ}$,

(4.7) $\sin\delta = \frac{1}{p}\{-\sin n\, p_x + \cos n\, p_y\}$

$$\sin\alpha = -\,\mathrm{sign}(ST)\,\frac{p_z}{p\cos\delta}$$

$$\sin\delta' = \sin\delta + \frac{1}{p}\sin n\,\{(\cos\psi - 1)p_x - \sin\psi\, p_z\}$$

$$\sim \sin\delta - \frac{\psi}{p}\sin n\,\{\frac{\psi}{2}p_x + p_z\} \qquad \text{für kleine } \psi$$

$$\sin\alpha' = -\,\mathrm{sign}(ST)\,\frac{p_x\sin\psi + p_z\cos\psi}{p\cos\delta'}$$

Da die Weglängen in der Emulsion kurz sind, ist ψ im allgemeinen ein kleiner Winkel, d.h. nach (4.7)

(4.8) $$\delta' - \delta \sim \frac{\sin\delta' - \sin\delta}{\cos\delta} = -\frac{\psi}{p\cos\delta}\sin n\,\{\frac{\psi}{2}p_x + p_z\},$$

also $\delta' \sim \delta$. Die Neigungswinkel werden wenig geändert durch das Feld, die Drehung ψ überträgt sich nahezu voll auf den Winkel α, vgl. (4.7)

(4.9) $$\alpha' \sim \alpha - \psi \cdot \mathrm{sign}(ST)$$

Der Winkel ε zwischen der Tangente an die Spur (Richtung des Teilchens) und der Spursehne (gemessene Richtung) hängt vom mittleren projizierten Streuwinkel α_S ab (BRU 60):

$$\langle\varepsilon^2\rangle = 1.1\,\langle|\alpha_S|\rangle^2$$

wobei $\langle|\alpha_S|\rangle = \frac{k}{\beta p}\left(\frac{L}{100}\right)^{1/2}$ L in μ

p in MeV/c

und $k = 0.545$. α_S in rad

Der Fehler σ_3 aufgrund von Vielfachstreuung ist daher

$$\sigma_3^2 = \langle\varepsilon^2\rangle \sim \frac{0.226\times10^{-2}}{\cos^i\delta}\,\frac{\ell}{(\beta p)^2} \qquad \ell = L\cos\delta \text{ proj. Länge}$$

mit $i = 3$ für den projizierten Winkel und $i = 1$ für den Neigungswinkel.

Die Meßfehler des Typs 1) lassen sich für den projizierten Winkel wie folgt abschätzen: Die Körner einer Spur streuen um die wahre Teilchenspur. Beim Anlegen des Fadens der Länge ℓ für die Messung von α ist die Annahme einer horizontalen Abweichung von 0.5 μ aufgrund dieser Streuung realistisch, d.h.

$$\sigma_1(\alpha) = \frac{0.5}{\ell} \text{ rad}, \quad \ell \text{ in } \mu.$$

Die Ablesegenauigkeit des Goniometers beträgt $\sim 0.2^\circ$, also

$$\sigma_1^2(\alpha) = \left(\frac{0.5}{\ell}\right)^2 + 1.1 \cdot 10^{-5}.$$

Da $S_x \sim S_y$, werden Schrumpfungsfaktoren für α nicht berücksichtigt.

Der Meßfehler des Neigungswinkels wird durch die Δz-Messung bestimmt, $\text{tg}\delta = \Delta z/\ell$. Eine einfache Rechnung gibt mit (4.5) den Fehler

$$(4.10) \quad \sigma^2(\delta) = \left(\frac{\cos\delta}{\ell}\right)^2 \{\frac{32}{3}\sigma^2\cos^2\delta + \sin^2\delta \left(\ell^2\left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2 + \sigma^2(\ell)\right)\},$$

und die Korrelation der Neigungswinkel mit gemeinsamem Vertex,

$$\langle\delta\delta_1\delta\delta_2\rangle = \frac{\cos^2\delta_1 \cos^2\delta_2}{\ell_1 \ell_2} \{\frac{16}{3}\sigma^2 + \text{tg}\delta_1 \text{tg}\delta_2 \cdot \cdot\left(\ell_1\ell_2\left(\frac{\sigma(D)}{D}\right)^2 + \sigma^2(\ell)\right)\}$$

d) Korndichte und Impulse.

1) Normierte Korndichte g^*.

Die normierten Korndichten berechnen sich aus der Zählung von N Körnern über eine projizierte Strecke der Länge ℓ und der Plateau-Korndichte g_o (§ 4.3) zu

$$g^* = \frac{N \cos\delta}{\ell} \cdot \frac{1}{g_o}$$

Zum Fehler der Korndichte tragen bei
der statistische Fehler der Kornzählung;
der statistische Fehler der Plateau-Korndichte $\sigma(g_o)/g_o \sim 1\ \%$;
der Fehler des Neigungswinkels.
Die Fehler der Korndichten zweier Spuren sind über g_o und die Korrelation der Neigungswinkel δ_1 korreliert:

$$\frac{\sigma^2(g^*)}{g^{*2}} = \frac{1}{N} + \left(\frac{\sigma(g_o)}{g_o}\right)^2 + tg^2\delta \cdot \sigma^2(\delta)$$

$$\frac{\langle \delta g_1^* \ \delta g_2^* \rangle}{g_1^* \cdot g_2^*} = \left(\frac{\sigma(g_o)}{g_o}\right)^2 + tg\delta_1 \ tg\delta_2 \ \langle \delta\delta_1 \ \delta\delta_2 \rangle$$

Für jede Platte wurde die Konstanz der Plateau-Korndichte geprüft. Außer in den oberflächennahen Bereichen(∼20 µ mit ∼10 % Korndichteabnahme) konnte in den für die Auswertung verwendeten Platten kein Korndichtegradient gefunden werden. Die oberflächennahen Bereiche wurden nicht für Messungen verwendet.

2) Korndichte-Geschwindigkeits-Relation.
Die normierte Korndichte g^* ist nur eine Funktion der Geschwindigkeit β des Teilchens, $g^* = g^*(\beta)$. Für den in Frage kommenden Geschwindigkeitsbereich $0.4 < \beta < 0.9$ ist $\ln g^*$ eine nahezu lineare Funktion von $\ln \beta$; erst bei Korndichten $g^* \gtrsim 2$ tritt eine geringfügige Abweichung von der Linearität auf (wegen der hohen Plateau-Korndichte $g_o \sim 25$), der wir durch ein quadratisches Glied Rechnung tragen:

$$(4.11) \qquad \ln g^* = c_1 + c_2 \ln \beta + c_3 \ln^2\beta \quad .$$

Zur Bestimmung der Konstanten c_1 dieser Relation wurden Emulsionsplatten im positiven Teilchenstrahl (450 MeV/c bis 1050 MeV/c in Schritten von 100 MeV/c) unter denselben Wärme- und Entwicklungsbedingungen wie sie für die "Λ-Platten" angewandt wurden, exponiert, und an den Protonenspuren und, bei niedrigen Impulsen (450, 550 MeV/c), den Pionenspuren Kornzählungen vorgenommen. Ergänzende Daten für hohe Korndichten

können aus "Λ-Platten" durch Kornzählung an flachen Pionenspuren (aus $\Lambda \to p\pi$), die in der Emulsion zur Ruhe kommen, gewonnen werden.

3) Korrektur der $g^* - \beta$ - Relation.
Die $g^* - \beta$ - Relation (Eichkurve) wird für jeden Mikroskopisten bestimmt. Um einer geringen zeitlichen Drift Rechnung zu tragen, wird eine über die gesamte Meßzeit gemittelte Kurve wie folgt abgeleitet:
β_1^Λ (β_2^Λ) bezeichne die Geschwindigkeit eines Protons (Pions) aus dem Zerfall eines Lambda, θ den zugehörigen räumlichen Zerfallswinkel im Labor; schließlich sei $W(\beta_1, \beta_2, \cos\theta)$ eine Funktion mit

$$W(\beta_1^\Lambda, \beta_2^\Lambda, \cos\theta) = 0 \tag{4.12}$$

und

$$W(\beta_1,\beta_2^\Lambda,\cos\theta) > W(\beta_1',\beta_2^\Lambda,\cos\theta) \quad \text{falls} \quad \frac{|\beta_1 - \beta_1^\Lambda|}{\sigma(\beta_1)} > \frac{|\beta_1' - \beta_1^\Lambda|}{\sigma(\beta_1')} \tag{4.13}$$

$$W(\beta_1^\Lambda,\beta_2,\cos\theta) > W(\beta_1^\Lambda,\beta_2',\cos\theta) \quad \text{falls} \quad \frac{|\beta_2 - \beta_2^\Lambda|}{\sigma(\beta_2)} > \frac{|\beta_2' - \beta_2^\Lambda|}{\sigma(\beta_2')}$$

W kann als Maß für die Güte betrachtet werden, mit der ein gemessenes Ereignis mit einem "idealen" Λ-Zerfall übereinstimmt. Der Größe der Meßfehler ist Rechnung getragen. Eine gemittelte Eichkurve ergibt sich aus der Forderung daß

$$\chi^2_W(c_1,c_2,c_3) \equiv \sum W'(\beta_1^i,\beta_2^i,\cos\theta^i) \tag{4.14}$$

mit

$$W'(\beta_1,\beta_2,\cos\theta) \equiv \begin{cases} W(\beta_1,\beta_2,\cos\theta) & \text{für } W < c_W \\ c_W & \text{für } W \geq c_W \end{cases} \tag{4.15}$$

minimal wird bei Summation über Λ-Ereignisse. Durch die Bedingung (4.15) ist (im Prinzip) keine Auswahl der Ereignisse für die Summenbildung erforderlich, die Summenbildung also unabhängig von der Ausgangseichung. **Wir erstrecken die Summe** nur über Ereignisse mit Kornzählung an nicht zu steilen Spuren ($|\delta_2| < 65^o$), mit nicht zu hohen Korndichten ($g^* < 4$) und schließen Kornzählung in oberflächennahen Bereichen aus ($50 < z_{Emulsion} < 950$, $z_{Emulsion}$ bezeichnet die z-Koordinate im Emulsionssystem, wobei die Dicke der Emulsionsplatte auf $z_{Emulsion} = 1000$ normiert ist). Ausgeschlossen werden außerdem alle Ereignisse, die mit großer Wahrscheinlichkeit keinen Λ-Zerfall darstellen ($\chi^2 > 50$, vgl. § 5.1.1 b). Auf die Auswahl der Funktion W und die Schnittkonstante c_W kommen wir im Anschluß an das Anpassungsverfahren (§ 5.1) zurück.

4) Fehler und Korrelationen der Impulse.
Aus der Relation (4.11) folgt unmittelbar mit

$$\sigma_{ik} = \langle \delta c_i \, \delta c_k \rangle \qquad \ell_i = \ln \beta_i$$

$$\sigma_i^2 = \sigma^2(c_i) \qquad \ell = \ln \beta$$

$$\frac{\sigma^2(\beta)}{\beta^2} = \frac{1}{(c_2+2c_3\ell)^2} \{\frac{\sigma^2(g^*)}{g^{*2}} + \sigma_1^2 + (\sigma_2^2+\sigma_3^2\ell)\ell + 2\ell(\sigma_{12}+(\sigma_{13}+\sigma_{23}\ell)\ell)\} ,$$

$$\frac{\langle \delta\beta_1 \, \delta\beta_2 \rangle}{\beta_1 \, \beta_2} = \frac{1}{|(c_2+2c_3\ell_1)(c_2+2c_3\ell_2)|} \{\frac{\langle \delta g_1^* \, \delta g_2^* \rangle}{g_1^* \, g_2^*} + \sigma_1^2 + (\sigma_2^2+\sigma_3^2\ell_1\ell_2) + (\sigma_{12}+\sigma_{23}\ell_1\ell_2)(\ell_1+\ell_2) + \sigma_{13}(\ell_1^2+\ell_2^2)\} .$$

Fehler und Korrelationen der Impulse folgen dann aus

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \gamma^2 \frac{\sigma(\beta)}{\beta} ,$$

$$\frac{\langle \delta p_1 \, \delta p_2 \rangle}{\sigma(p_1)\sigma(p_2)} = \frac{\langle \delta\beta_1 \, \delta\beta_2 \rangle}{\sigma(\beta_1) \, \sigma(\beta_2)} .$$

5) Korrektur auf Energieverlust.

Auf ihrem Weg durch die Emulsion geben geladene Teilchen Energie ab. Bei Zählung von N = 1000 Körnern über eine Strecke $\Delta R = R_1 - R_2$ beträgt dieser Energieverlust im Energiebereich der A-Zerfallsteilchen ($g_o \sim 25$ Kö/100µ)

$$\Delta E = \frac{dE}{dx}\,\Delta R = \frac{dE}{dx}\,(g^*)\,\frac{N}{g^*\,g_o} = 2.2 \pm 0.1 \text{ MeV},$$

also bis 5 % für ein Zerfallspion. Wir korrigieren die über ΔR gemessene Korndichte $\langle g^* \rangle$ (die Bestimmung (4.14) der g^*-ß-Relation bleibt damit korrekt), die höher ist als die Korndichte g_1^* am Anfang der Meßstrecke,

$$g_1^* = c_g \langle g^* \rangle \,, \quad c_g < 1 \,.$$

c_g berechnet sich einfach mit Hilfe der Beziehung $g^* = g^*(R) = aR^{-b}$, mit a,b konstant über die Meßstrecke, $b \sim 1/3$ (UCRL - 2426). $\langle R \rangle$ sei definiert durch $\langle g^* \rangle = g^*(\langle R \rangle)$,

$$\langle R \rangle^{-b} = \frac{1}{a} \cdot \langle g^* \rangle = \frac{1}{a}\,\frac{1}{\Delta R} \int_{R_2}^{R_1} g^*(R)\, dR$$

$$= \frac{1}{(1-b)\Delta R}\, R_1^{1-b} \left\{1 - \left(1 - \frac{\Delta R}{R_1}\right)^{1-b}\right\}$$

$$= R_1^{-b} \left\{1 + \frac{b}{2}\,\frac{\Delta R}{R_1} + \frac{b(b+1)}{2 \cdot 3}\left(\frac{\Delta R}{R_1}\right)^2 + \ldots\right\}$$

Daraus folgt sofort

$$R_1 \sim \langle R \rangle + \frac{1}{2}\,\Delta R \left\{1 + \frac{b+1}{3} \cdot \frac{\Delta R}{R + \frac{1}{2}\Delta R}\right\} ,$$

$$(4.16) \qquad g_1^* = a\, R_1^{-b} \sim \langle g^* \rangle \left\{1 - \frac{b}{2}\,\frac{\Delta R}{R_1}\left(1 + \frac{b+1}{3}\,\frac{\Delta R}{R_1}\right)\right\}$$

§ 5. Auswertung.

5.1. Rekonstruktion der Ereignisse.

5.1.1. Anpassung der Ereignisse.

a) Definitionen und Bedingungsgleichung.
Für den Zerfall eines Λ-Teilchens gilt die Bedingungsgleichung

$$\{(E_1,\vec{p}_1) + (E_2,\vec{p}_2)\}^2 = m_\Lambda^2$$

was gleichbedeutend ist mit

$$F \equiv \frac{m_\Lambda^2 - m_1^2 - m_2^2}{2m_1m_2} + \gamma_1\gamma_2(\beta_1\beta_2\cos\theta - 1) = 0 \tag{5.1}$$

Seien $m = (m_1,\ldots,m_6)$ die gemessenen Größen, z.B.

$$m = (g_1^*,\alpha_1,\delta_1,g_2^*,\alpha_2,\delta_2),$$

und $x = (x_1,\ldots,x_6)$ aus ihnen abgeleitete Größen,
$\det(\frac{\partial x}{\partial m}) \neq 0$, ϕ_m, ϕ_x die zugehörigen Fehlermatrizen,

$$\phi_x = (\tfrac{\partial x}{\partial m}(m))\ \phi_m\ (\tfrac{\partial x}{\partial m}(m))^T.$$

Die gemessenen Werte bezeichnen wir mit m^0, $x^0 = x(m^0)$.

b) Anpassungsverfahren.
Das Anpassungsverfahren besteht darin, innerhalb der Fehlergrenzen die Werte x^0 so zu variieren, $x^0 \to x$, daß

$$\chi^2 = (x - x^0)^T\ \phi_x^{-1}(x - x^0) \tag{5.2}$$

unter der Nebenbedingung

$$F(x) = 0$$

ein Minimum annimmt. Die Berechnung von x (Anhang 2) folgt

im wesentlichen (RON 64); wir werden einige zusätzliche Informationen geben.

c) Fehler und Deviates der angepaßten Größen.
Die Fehler ϕ_a^{kk} der angepaßten Größen sind kleiner als die Fehler der Ausgangsgrößen,

$$\phi_a^{kk} = \phi_x^{kk} - \frac{(c^k)^2}{S}$$

$$c^k = \sum_i \phi^{ki} f_i \qquad \text{mit } f_i = \frac{\partial F}{\partial x_i}(x)$$

$$S = \sum_k f_k \cdot c^k > 0$$

Die Größen

$$(5.3) \qquad D_k = \frac{x_k - x_k^o}{\sqrt{\phi_x^{kk} - \phi_a^{kk}}} = \text{sign}(x_k - x_k^o)\sqrt{\chi^2}$$

("deviate", vgl. Anhang 2) sind gauss-verteilt um den Wert $D_k^m = 0$ mit einer Streuung $\sigma = 1$. Sie sind daher ein Test auf die korrekte Zuordnung der Größen $x \leftrightarrow m$ und die richtige Abschätzung der Fehler. In der Tat war die Abhängigkeit des mittleren Wertes $D_{p_i}^m$ von p_i, $i = 1,2$, Anlaß, die in § 4.4.3. geschilderte Methode zur Ableitung einer verbesserten g^*-β-Relation zu entwickeln.

d) Funktion W für die Korrektur der g^*-β-Relation.
Für die in (4.13) definierte Funktion W kann gewählt werden:

1) $W = \frac{F}{\sigma(F)}$ $\qquad 3 < c_W < 5$

2) $W = \sum_{i=1,2} \left(\frac{\beta_i - \beta_i^0}{\sigma(\beta_i)}\right)^2$ $\qquad 10 < c_W < 25;$

wobei die β_i für 2) die im Anpassungsverfahren gefundenen Werte sind. Da sie von der Ausgangseichung abhängen,

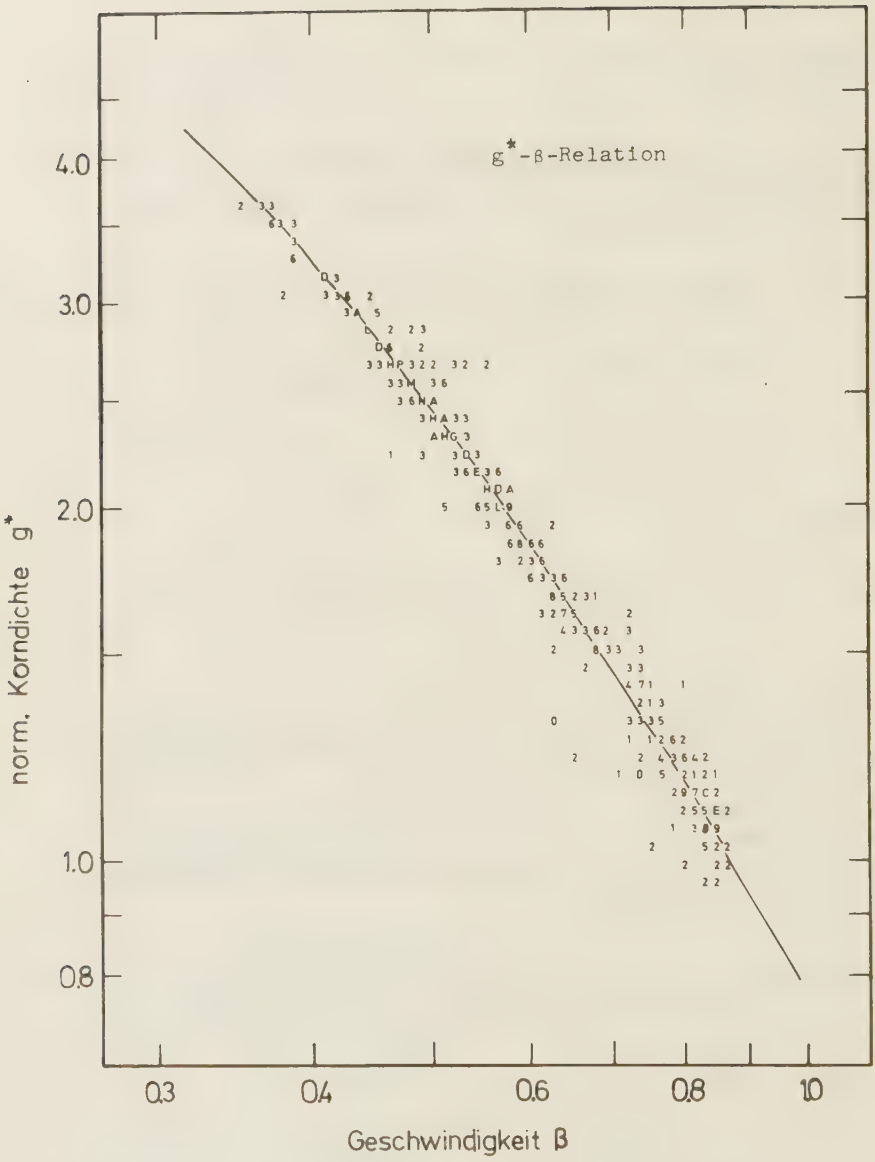


Fig. 28 a g^*-β-Relation: Verteilung der Ereignisse, die für die Bestimmung dieser Relation akzeptiert wurden, in Korndichte g^* und Geschwindikeit β. Die Ereignisse sind in das Histogramm entsprechend ihrem Gewicht eingetragen, mit dem sie in das Anpassungsverfahren (4.14) eingehen.

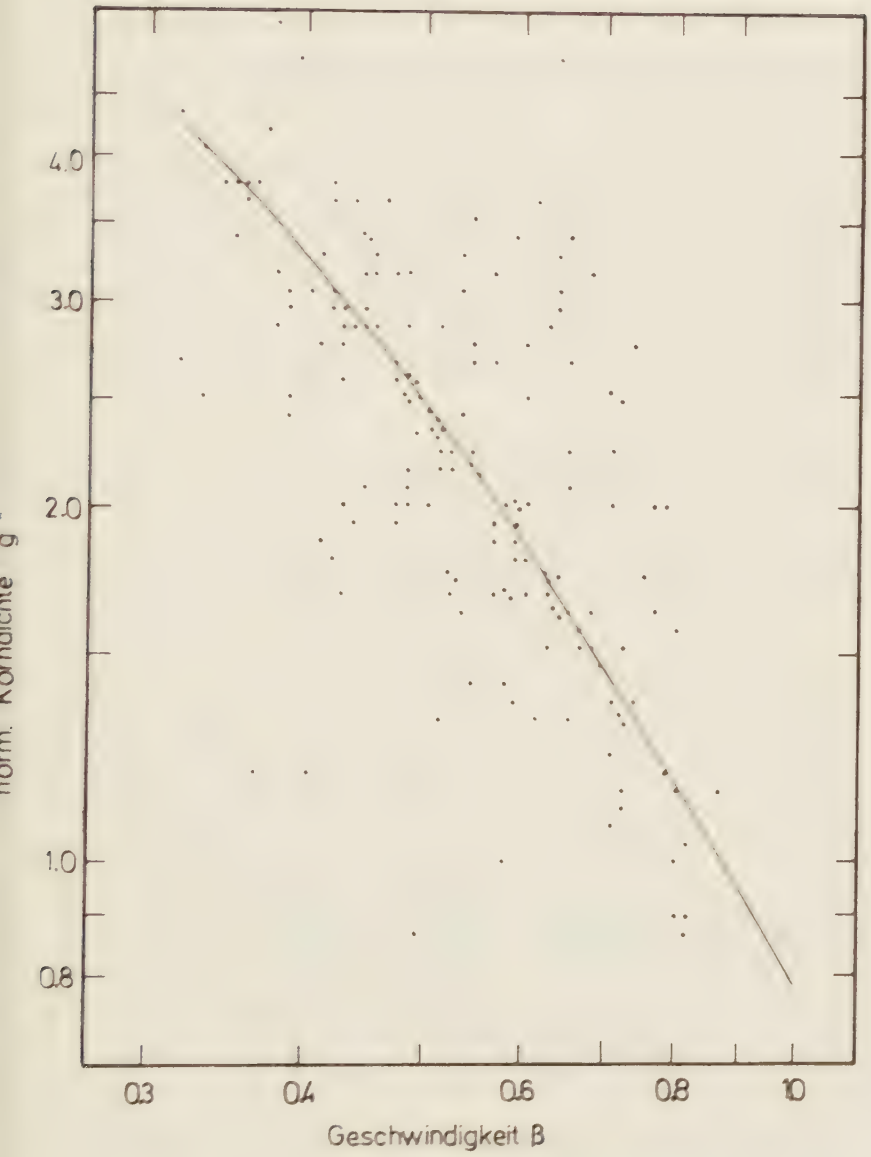


Fig. 28 b g^*-β-Relation: Verteilung der Ereignisse, die für die Berechnung dieser Relation nicht akzeptiert wurden.

SCANNER	C1	C2	C3	δC1	δC2	δC3	<δC1δC2>	<δC1δC3>	<δC2δC3>
C/7,3	-0.335	-2.229	-0.632	0.008	0.023	0.028	0.00015	0.00014	0.00013
A/5	-0.274	-2.063	-0.640	0.008	0.029	0.024	0.00022	0.00018	0.00051
A/6	-0.325	-2.037	-0.585	0.008	0.032	0.039	0.00022	0.00017	0.00022
L/1	-0.365	-2.265	-0.643	0.009	0.024	0.026	0.00015	0.00016	0.00004
L/2	-0.303	-1.944	-0.341	0.010	0.025	0.029	0.00015	0.00018	-0.00004
L/3	-0.279	-1.911	-0.304	0.095	0.020	0.099	0.00188	0.	0.
L/5	-0.249	-1.874	-0.317	0.014	0.027	0.033	0.00015	0.00028	-0.00026
L/7	-0.361	-2.323	-0.851	0.049	0.184	0.155	0.00886	0.00705	0.02416
L/9	-0.480	-2.213	-0.443	0.073	0.315	0.313	0.02270	0.02227	0.09288
M/1	-0.291	-1.933	-0.412	0.015	0.062	0.058	0.00054	0.00085	0.00320
M/2	-0.267	-1.513	-0.218	0.015	0.034	0.048	0.00024	0.00044	-0.00043
M/3	-0.199	-1.088	0.775	0.021	0.053	0.082	0.00061	0.00082	-0.00130
M/4	-0.271	-1.864	-0.281	0.006	0.018	0.023	0.00008	0.00008	0.00002
M/5	-0.283	-1.894	-0.281	0.006	0.023	0.031	0.00012	0.00012	0.00012
M/6	-0.254	-1.682	-0.191	0.007	0.016	0.021	0.00006	0.00008	-0.00005
M/7	-0.302	-2.072	-0.534	0.015	0.060	0.059	0.00085	0.00081	0.00300
M/8	-0.290	-2.108	-0.581	0.005	0.017	0.019	0.00007	0.00005	0.00004
M/9	-0.319	-1.973	-0.450	0.005	0.014	0.017	0.00004	0.00003	-0.00002
M/10	-0.219	-1.190	0.662	0.020	0.081	0.125	0.00135	0.00112	-0.00016
R/1,4,7	-0.249	-1.798	-0.422	0.004	0.013	0.014	0.00004	0.00003	0.00003
R/2,5	-0.227	-1.406	0.001	0.004	0.012	0.019	0.00002	0.00004	-0.00004
R/3	-0.298	-1.629	-0.132	0.004	0.009	0.012	0.00001	0.00002	-0.00001
R/6	-0.332	-2.146	-0.552	0.013	0.063	0.066	0.00079	0.00081	0.00391

Tab. 1o Koeffizienten der g^*-β-Relation (4.11), ihre Fehler und Korrelationen.

ist eine Iteration des Verfahrens notwendig. Es hat sich gezeigt, daß zwei Iterationsschritte ausreichend sind.

c_W ist direkt in Standardabweichungen interpretierbar. Die oben gegebenen Werte sind Erfahrungswerte, die so gewählt wurden, daß die Variation der Funktion (4.11) bei Variation der Werte c_W minimal ist. Die Werte für die Konstanten c_i sind in Tab. 10 zusammengefaßt. Fig. 28 zeigt für einen Mikroskopisten die ε^*-β-Beziehung und die für ihre Berechnung akzeptierten (Fig. 28a) bzw. nicht akzeptierten (Fig. 28b) Ereignisse.

5.1.2. Rekonstruktion des Produktionsortes.

Die genaue Rekonstruktion des Produktionsortes ist wichtig für die Berechnung des Feldintegrals $\int B\, d\ell$, für die Berechnung der Richtung der Anfangspolarisation $\vec{P}_o$, und für die Auswahl der zu akzeptierenden Λ-Ereignisse.

a) Voraussetzungen.
Als Information stehen für die Berechnung des Produktionsortes x zur Verfügung:
1) Die Koordinaten $\vec{Z}$ des Zerfallsvertex und der angepaßte Impuls $\vec{p}_\Lambda = p_\Lambda \cdot \vec{\Lambda}$ des Λ-Teilchens, korrigiert auf Position und Orientierung des Emulsionsstapels.
2) Der Ort $(x,0,z(x))$ und die Richtung $\vec{\pi}(x)$ des einfallenden Teilchenstrahles und seine Intensitätsverteilung σ_h, σ_v (§ 3.3.1). $z(x)$ kann in guter Näherung durch eine Parabel beschrieben werden

$$z(x) = a\,x^2 - b\,x \qquad |x| < 20 \text{ mm}, \tag{5.4}$$

wobei a, b von der Feldstärke in der Spule abhängen.

kV	a	b
2.9	-0.001514	0.06993
3.2	-0.001768	0.07695

3) Die fehlende Masse m_X für die Produktionsreaktion $\pi^- p \to \Lambda X$ unter der Annahme der Produktion an einem ruhenden Proton:

$$(5.5) \quad m_X^2 = m_p^2 + m_\pi^2 + m_\Lambda^2 + 2(m_p E_\pi - E_\Lambda(m_p + E_\pi) + p_\Lambda p_\pi \cos\theta_\Lambda),$$

mit $\cos\theta_\Lambda = \vec{\pi}\vec{\Lambda}$.

$\Delta = m_X^2 - m_{K^0}^2$ ist für die gemessenen Λ-Ereignisse um $\Delta = 0$ verteilt mit einer Streuung $\sigma(\Delta)$,

$$(5.6) \quad \sigma(\Delta) \sim 2p_\pi p_\Lambda \sin\theta_\Lambda \sigma(\theta_\Lambda).$$

b) Berechnung des Produktionsortes.
Die Wahrscheinlichkeit W für die Produktion des Λ-Teilchens entlang seines "Flugweges"

$$\vec{x}(\ell) = \vec{Z} - \ell\,\vec{\Lambda}$$

ist unter Berücksichtigung der Intensitätsverteilung des einfallenden Teilchenstrahles und der Lebensdauer τ_Λ

$$W = k \exp\{-\frac{1}{2}(\frac{x_3 - z(x_1)}{\sigma_v})^2 - \frac{1}{2}(\frac{x_2}{\sigma_h})^2 - \frac{1}{2}(\frac{x_1}{\sigma_T})^2 - \frac{\ell}{x_\Lambda}\}$$

$$= k \exp\{-w(\ell)\}$$

mit $x_\Lambda = \beta_\Lambda \gamma_\Lambda \cdot c\tau_\Lambda$.

Durch den Anteil x_1/σ_T ($\sigma_T \sim 16$ mm) kann die Ausdehnung des Targets in x-Richtung berücksichtigt werden. Wir definieren den Produktionsort als dasjenige $\vec{x} = \vec{Z} - \ell_p\vec{\Lambda}$, für welches W maximal wird, d.h.

$$(5.7) \quad \frac{dw}{d\ell}(\ell_p) = 0$$

Aus (5.7) ist ℓ_p eindeutig bestimmbar (Anhang 3).

c) Korrektur der Teilchenstrahlrichtung.
Bisher wurde für die mittlere Richtung $\vec{\pi}(x)$ des Teilchenstrahles angenommen $\pi_2 = 0$. Bei der **Ausrichtung** der Feldspule war eine geringe horizontale Drehung $\varepsilon(\sim 1^0)$ der Spulenachse gegen den einkommenden Teilchenstrahl nicht auszuschließen. Da dieser **Ausrichtungsfehler** wie sich zeigte, systematisch ist, ist eine Korrektur erforderlich. Wir berechnen sie wie folgt:

Seien Δ^0, θ_L^0 unter der Annahme $\pi_2 = 0$ berechnet,

$$\Delta^0 = 2\, p_\pi\, p_\Lambda \cos\theta_L^0 + \ldots$$

Für den wahren Produktionswinkel θ_L gilt

$$\theta_L \sim \theta_L^0 + \mathrm{sign}(ST)\cdot\varepsilon$$

und nach (5.6)

$$\Delta - \Delta^0 \sim -2\, p_\pi\, p_\Lambda \sin\theta_L^0\, \mathrm{sign}(ST)\cdot\varepsilon$$

Wir bestimmen ε so, daß

$$\chi_\Delta^2 = \sum \left(\frac{\Delta_i}{\sigma(\Delta_i)}\right)^2$$

ein Minimum annimmt, wobei die Summe über alle Λ-Ereignisse eines Stack-Paares zu erstrecken ist. Es folgt

$$\varepsilon = \sum \frac{m_i\, s_i}{\sigma(\Delta_i)^2} \;/\; \sum \frac{1}{\sigma(\Delta_i)^2}$$

mit $$m_i = \frac{\Delta_0}{2 p_\pi p_\Lambda \sin\theta_L^0}$$

Die Korrektur ε wird bei der Berechnung des Produktionsortes und der Anfangspolarisation berücksichtigt. In Fig. 29 sind die Korrekturen für die durchmusterten Emulsionsstacks zusammengestellt.

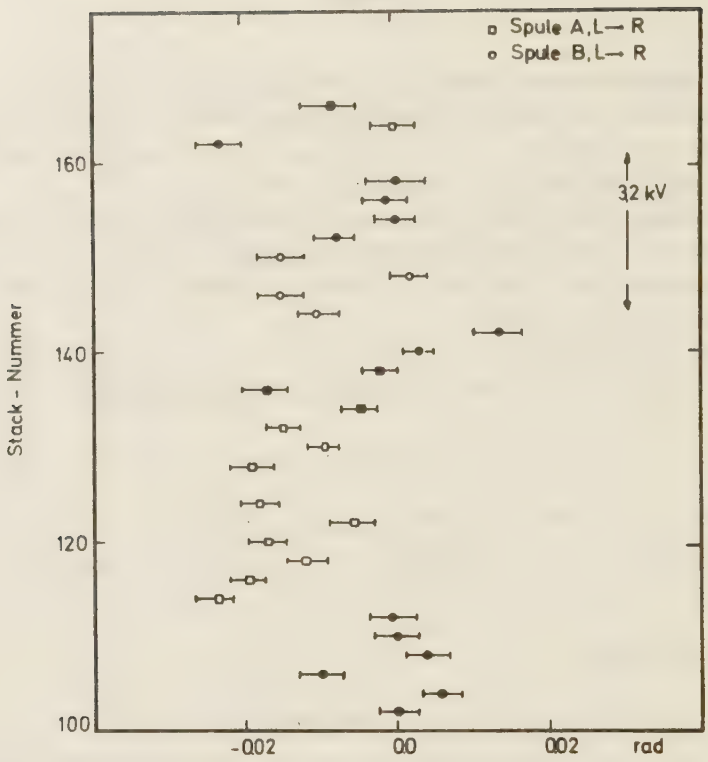


Fig. 29 Korrekturwinkel ε für die Teilchenstrahlrichtung.
(■ ● Feldrichtung rechts → links
□ ○ links → rechts)

d) Genauigkeit der Rekonstruktion des Produktionsortes.
Die Genauigkeit, mit welcher der Produktionsort rekonstruiert werden kann, wurde mit dem Programm LAMMC2 geprüft. Es ergab sich eine Streuung $\sigma(x_1) = 3.5$ mm, die in Einklang ist mit der experimentellen Verbreiterung der Targetdimension von $x = \pm 16$ mm auf ± 20 mm für die rekonstruierten Produktionspunkte (Fig. 40).

5.2. Korrekturen zur Zerfallsverteilung.

Wegen der Durchmusterung der Emulsion entlang von "Scan-Linien" ohne Verfolgung der Spuren in die angrenzenden Platten werden diejenigen Λ-Zerfälle nicht gefunden, deren Proton die Platte verläßt, ehe es die Scan-Linien kreuzt (Flachkammereffekt). Dies ist der weitaus größte Anteil der "Durchmusterungsverluste" (∿ 30 %). Bei genau definierter Geometrie des akzeptierenden Systems ist er exakt berechenbar. Wir wählen als Akzeptanzvolumen

(5.8)
$$86.0 \leq \text{Grid-a} \leq 94.0$$
$$51.5 \leq \text{Grid-r} \leq 58.5$$
$$50 \leq z_{\text{Emulsion}} \leq 950$$

Diese Begrenzung des Akzeptanzvolumens hat gleichzeitig den Vorteil, die durch Verzerrung gefährdeten Randbereiche der Emulsion (∿ 2 mm breiter Randstreifen) und die Oberflächenbereiche, in denen die Plateau-Korndichte um ∿ 10 % abnimmt, auszuschließen.

Wegen der statistischen Streuung der Korndichte und der Korndichteauswahl bei der Durchmusterung werden Zerfallsprotonen mit hohem Impuls mit geringerer Wahrscheinlichkeit gefunden. Bei exakter Anwendung der Durchmusterungskriterien sind diese Verluste ebenfalls berechenbar. Sie sind von der Größenordnung 0.5 %, vgl. § 4.2.

Wir berücksichtigen die Korrekturen in der Berechnung von μ_Λ wie folgt: Jedem Λ-Zerfall in der Emulsion kann eine Auffindwahrscheinlichkeit E zugeordnet werden. Sie ist unabhängig von den Parametern $\xi=(\mu_\Lambda, \alpha P)$ und allein bestimmt durch den Ort des Zerfalls in der Platte und die Winkel des Zerfallsprotons (insbesondere den Neigungswinkel δ_1). Da die Wahrscheinlichkeitsdichte d (1.27) als Funktion des Winkels φ des Zerfallspions formuliert wurde, ist auch E als Funktion dieses Winkels zu berechnen.

$$E = E(\varphi, y_1, y_2)$$

Mit y_1, y_2 bezeichnen wir alle weiteren Größen des Ereignisses, die neben φ E bestimmen, also Impuls p_Λ, Produktionsort, Zerfallsort, Plattendicke, Winkel α_1, δ_1 des Protons; y_1 bezeichnet die Größen, die zusammen mit ξ und φ die Wahrscheinlichkeitsdichte $d(\xi, \varphi, y_1)$ bestimmen. Ist $Q(y_2)$ die Verteilung der Größen y_2, so kann eine neue (normierte) Wahrscheinlichkeitsdichte $d'(\xi, \varphi, y_1)$ definiert werden

$$d'(\xi, \varphi, y_1) \equiv \frac{d(\xi, \varphi, y_1)\ E'(\varphi, y_1)}{I(\xi, y_1)}$$

mit
$$E'(\varphi, y_1) = \int E(\varphi, y_1, y_2)\ Q(y_2)\ dy_2 \quad ,$$

$$I(\xi, y_1) = \iint d(\xi, \varphi, y_1)\ E'(\varphi, y_1)\ d\varphi$$

und eine neue Likelihood-Funktion L' bzw. ℓ'

$$L' \equiv \prod_{i=1}^{N} d'(\xi, \varphi^i, y_1^i)$$

$$\ell' \equiv -\ln L' = L + N \cdot \ln I(\xi, y_1) - \sum_{i=1}^{N} \ln E'(\varphi^i, y_1^i) \tag{5.9}$$

Der letzte Term in (5.9) hängt ab von der Auswahl der Λ-Teilchen, hat aber keinen Einfluß auf die Parameter ξ und ihre Fehler.

E wurde in Abhängigkeit von $\bar{\varphi}, \vartheta, p_\Lambda$ mit dem Programm CORFAC berechnet; an Stelle der Variablen φ wurde der Winkel $\bar{\varphi}$ gewählt,

$$\bar{\varphi} = \begin{cases} \varphi & \text{für g-stacks} \\ 180^\circ - \varphi & \text{für ug-Stacks} \end{cases}$$

um eine von der Stacksorte unabhängige Funktion E zu erhalten. Fig. 30 zeigt die Änderung von E mit $\bar{\varphi}, \vartheta, p_\Lambda$. Die

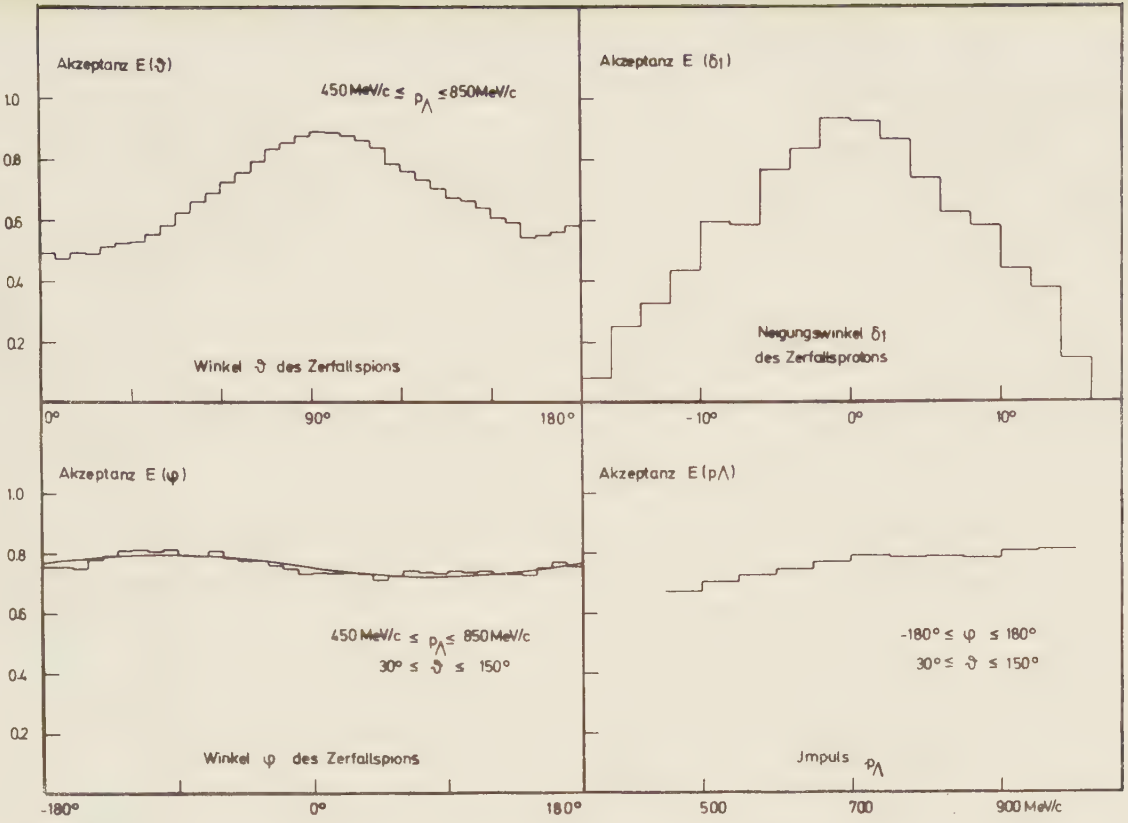


Fig. 30 Akzeptanz des Detektorsystems in Abhängigkeit von den Zerfallswinkeln φ und ϑ des Zerfallspions, dem Neigungswinkel δ des Zerfallsprotons und dem Impuls des Λ-Hyperons.

Abhängigkeit von p_Λ (±8 %) und $\bar{\varphi}$ (±5 %) ist gering verglichen mit der Abhängigkeit von ϑ (±25 %). Die Verluste sind am größten für niederenergetische Λ und große Neigungswinkel δ_1, d.h. Winkel ϑ nahe 0° bzw. 180°. Die Abhängigkeit von ϑ ist asymmetrisch bzgl. $\vartheta = 90^\circ$, da die Projektionsebene $(\vec{\Lambda},\vec{p}_0)$ gegen die Emulsionsebene geneigt ist (Teilchenstrahlkrümmung). $\bar{\varphi} \sim -90^\circ$ entspricht vorwärts **emittierten Protonen**, d.h. höherer Akzeptanz, $\bar{\varphi} \sim +90^\circ$ dagegen rückwärts **emittierten** Protonen und damit geringerer Akzeptanz. Der Verlauf von E ist damit im Großen erklärt.

Zur Berechnung von $I(\xi,y_1)$ sei $d(\xi,\varphi,y_1)$ explizit geschrieben. Im System $K^{(1)}$ ist nach (1.16) und (1.27)

$$d(\xi,\varphi,y_1) = \frac{1}{2\pi}(1 - \alpha P\, a \sin\delta \cos(\Omega-\varphi)).$$

Die einzige Größe in diesem Ausdruck, die auch die Akzeptanz mitbestimmt, ist β_Λ in Ω, d.h. $y_1 = \beta_\Lambda$.

$E'(\bar{\varphi},\beta_\Lambda)$ kann in eine Fourier-Reihe entwickelt werden,

$$(5.10) \qquad E'(\bar{\varphi},\beta_\Lambda) = a_0 \{1 + \sum_1^\infty (a_i \cos i\bar{\varphi} + b_i \sin i\bar{\varphi})\},$$

wobei die a_i, b_i Funktionen von β_Λ sind. Es folgt

$$I(\xi,\beta_\Lambda) = \int_{-\pi}^{\pi} d(\xi,\varphi,\beta_\Lambda)\, E'(\bar{\varphi},\beta_\Lambda)\, d\varphi$$

$$= a_0 \{1 - \frac{1}{2} \alpha P\, a \sin\delta\, (\mathrm{sign}(ST) \cdot a_1 \cos\Omega + b_1 \sin\Omega)\}$$

$$= a_0 \{1 - \frac{1}{2} \alpha P\, a \sin\vartheta_p (\mathrm{sign}(ST) \cdot a_1 \cos\varphi_p + b_1 \sin\varphi_p)\},$$

oder mit

$$a' \equiv \sqrt{a_1^2 + b_1^2}$$

$$\phi \equiv tg^{-1}(b_1/\mathrm{sign}(ST)\cdot a_1)$$

Auswahl	a_0	a_1	b_1	a'	ϕ
$\|\psi\| < 60^\circ$					
p_Λ: 450-500	0.673	-0.0211	-0.0766	0.0749	-105.4
MeV/c 500-600	0.719	-0.0074	-0.0649	0.0653	- 96.5
600-700	0.761	0.0051	-0.0494	0.0496	- 84.1
700-800	0.789	-0.0188	-0.0363	0.0409	-117.4
800-900	0.789	-0.0217	-0.0332	0.0396	-123.1
900-1000	0.810	-0.0096	-0.0330	0.0344	-106.2
$450 < p_\Lambda < 850$					
$\|\psi\| < 90^\circ$	0.732	-0.0108	-0.0526	0.0537	-101.6
60°	0.760	-0.0101	-0.0465	0.0488	-102.3
45°	0.795	-0.0119	-0.0440	0.0456	-105.2
$2[illegible]^\circ$	0.850	-0.0216	-0.0295	0.0366	-126.3

Tab. 11 Die Konstanten der Korrekturfunktion.

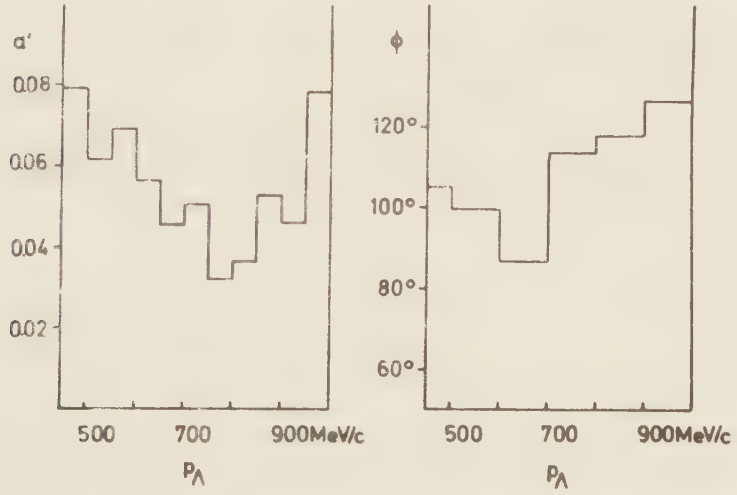


Fig. 31 Die Konstanten a' und ϕ der Korrekturfunktion in Abhängigkeit vom Impuls p_Λ des Λ-Hyperons ($|\psi| \leq 90^\circ$).

(5.11) $$I(\xi,\beta_\Lambda) = a_o \{1 - a' \tfrac{1}{2} \alpha P \, a \sin\vartheta_p \cos(\varphi_p - \phi)\}$$

Die Koeffizienten a_1, b_1, $i \geq 2$ sind klein verglichen mit a_1, b_1 so daß nach (5.1o)

$$E'(\varphi,\beta_\Lambda) \sim a_o \{1 + a'\cos(\varphi - \phi)\}.$$

Die Werte für a_o, a', ϕ finden sich in Tab. 11. Nach (5.10) ist a_o proportional zu der über den φ-Winkel gemittelten Auffindwahrscheinlichkeit. Wie zu erwarten, wird a_o größer für höhere Impulse p_Λ (kleinerer Zerfallswinkel). Das Verhalten von a' und ϕ in Abhängigkeit vom Impuls zeigt Fig. 31. Die Änderung der Korrekturfunktion über den Winkel φ (beschrieben durch a') nimmt mit wachsendem Impuls p_Λ zunächst ab, steigt aber für hohe Impulse (infolge der Verluste für niedriges $g^*(p)$) wieder an.

In die Berechnung von ξ geht nur der Ausdruck $I(\xi,\beta_\Lambda)/a_o$ ein, vgl. (5.9). Er ist in Abhängigkeit von φ_p (bzw. μ_Λ) im wesentlichen gleich Eins mit einem überlagerten Cosinus kleiner Amplitude $A = \frac{a'}{2} \alpha P \, a \sin\vartheta_p$; seine Maxima und Minima, $\varphi_p = \phi$, $\varphi_p = \phi + 180^o$, geben diejenigen μ_Λ-Werte, für welche die Korrektur am größten bzw. am kleinsten ist. Sie entsprechen, da $\phi \sim -90^o$ ist, einer Richtung des Zerfallsprotons im Ruhesystem des Λ in oder entgegen der Λ-Flugrichtung.

5.3. Systematische Fehler.

Auf die wichtigsten Quellen systematischer Fehler wurde in § 2.4. hingewiesen. Die durch Magnetfeldmessung und die Impulsbestimmung verursachten systematischen Fehler wurden bereits diskutiert. Wir gehen im folgenden auf die durch echte Durchmusterungsverluste (die nicht auf den in § 5.2. beschriebenen Flachkammereffekt zurückzuführen sind), durch die Ungewißheit in der Rekonstruktion der Anfangspolarisation und durch Fehler im Feldintegral verursachten systematischen Fehler ein.

5.3.1 Echte Durchmusterungsverluste.

Zur Bestimmung der Verluste an Λ-Hyperonen wurde die Durchmusterung von ~5 % des Emulsionsmaterials wiederholt. Alle nur einmal gefundenen Ereignisse werden sorgfältig geprüft*). In den meisten Fällen handelt es sich nicht um einen echten Verlust: Eine Spur, die im Bereich der Scan-Linie nahe der Oberfläche verläuft, wird bei einer geringfügigen Verschiebung der Scan-Linie nicht wiedergefunden; die etwas verschiedene Ausrichtung des Okular-Winkelfensters verursacht Akzeptanzunterschiede nahe den Grenzwinkeln $\alpha = \pm 20^{\circ}$, Schwankungen im Abbildungsmaßstab und im Schrumpfungsfaktor der Emulsion verschiedene Akzeptanz nahe den Grenzen des Neigungswinkels. Alle derartigen Verluste, für die eine offensichtliche Erklärung möglich ist, werden bei der Bestimmung der Verlustrate nicht mitgezählt. Als Verluste werden aber diejenigen Ereignisse gewertet, die aufgrund der statistischen Schwankungen der Korndichte nur bei einer Durchmusterung akzeptiert werden.

Da die Durchmusterungskriterien den charakteristischen Winkeln und Korndichten eines Λ-Zerfalles angepaßt sind, ist die Verlustrate für Nicht-Lambda-Ereignisse höher (Tab. 12). Werden

---

*) Für die Kollaboration von U. Liebermeister (LIE 69) durchgeführt, in München vom Verfasser.

Bereiche nahe der Oberfläche der Emulsion ausgeschlossen und nur Impulse p_Λ <1 GeV/c akzeptiert, also eine Auswahl getroffen, die der für die Berechnung von μ_Λ entspricht, so ist die Verlustrate 5 %. Wesentlich ist, daß die Verluste, wie sich zeigte, nicht mit Korndichte oder Richtung der Primärspur korreliert sind, also keinen systematischen Fehler in die Bestimmung von μ_Λ bringen. Sie sind hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß aufeinanderfolgende Okulargesichtsfelder entlang der Scan-Linie nicht dicht aneinanderschließend angelegt werden.

	Stop	Stern	V	Λ	Λ nach Selektion
Auffind-wahrscheinlichkeit	86 %	86 %	87 %	92 %	95 %
Gesamtzahl der Ereignisse	146	143	127	67	56

Tab. 12

5.3.2 Richtung der Anfangspolarisation.

Für die Auswertung wurde die Richtung des einfallenden π^- als bekannt vorausgesetzt und Produktion über

(5.12) $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$

an einem freien Proton angenommen. Infolge der Streuung der Meßwerte, der Winkelstreuung im π^--Strahl, der Produktion am Kohlenstoff C^{12} des Polyäthylentargets oder der Produktion über Kanäle verschieden von (5.12), ist die aus den Meßdaten berechnete Anfangspolarisationsrichtung P_b

$$P_b = \frac{\vec{\Lambda} \times \langle\vec{\pi}\rangle}{|\vec{\Lambda} \times \langle\vec{\pi}\rangle|},$$

$\langle\vec{\pi}\rangle$ mittlere Richtung des Teilchenstrahles,

u.U. verschieden von der wahren Polarisationsrichtung $\vec{P}$. Systematische Abweichungen der Polarisation $\vec{P}_b$ von $\vec{P}$, die systematische Fehler in die Berechnung von μ_Λ und die Größe der Polarisation bringen, lassen sich am einfachsten anhand der Komponenten $P(P_b)$ von $\vec{P}$ in Richtung $\vec{P}_b$, $P(\Lambda)$ in Richtung $\vec{\Lambda}$ und $P(P_b \times \Lambda)$ in Richtung $\vec{P}_b \times \vec{\Lambda}$ diskutieren. Die Mittelwerte dieser Komponenten beschreiben

a) die Depolarisation: $P(P_b)$

b) systematische Fehler in μ_Λ: $P(\Lambda)$

c) Unterschiede in der nach § 1.3 berechneten Polarisation der Hyperonen aus g- oder ug-Stacks: $P(P_b \times \Lambda)$.

a) und b) sind unmittelbar einzusehen; c) ist darauf zurückzuführen, daß sich bei Rotation der Polarisation im Feld die Komponente der Polarisation entlang $\vec{P}_b \times \vec{\Lambda}$, P_3, für g-Stacks zu negativeren Werten bewegt, für ug-Stacks zu positiveren. Für eine kleine positive Komponente P_3 (der wahren Anfangspolarisation) wird also z.B. der Winkel (gegen die Projektionsebene) $\psi = \vartheta - 90^\circ$ der berechneten rotierten Polarisation für g-Stacks (ug-Stacks) größer (kleiner) als der Winkel der wahren Polarisation.

Wir gehen noch darauf ein, inwieweit es sinnvoll ist, depolarisierte Hyperonen in die Bestimmung des magnetischen Momentes miteinzubeziehen.

Addition eines isotropen Untergrundes (x %) zu einer polarisierten Menge von Hyperonen verringert die Polarisation der gesamten Menge und vergrößert den Fehler $\sigma(\mu_\Lambda)$ um x %.

Hinzunahme von N_2 Λ-Ereignissen, Polarisation P_2, zu einer Menge von N_1 Λ-Ereignissen, Polarisation P_1, mit

$$P_2 = p\, P_1 \,, \quad p < 1$$

verringert die Polarisation der gesamten Menge (1 + 2), vergrößert aber die Gesamtzahl $N \equiv N_1+N_2$ der zur Berechnung von μ_Λ zur Verfügung stehenden Ereignisse. Da der Fehler $\sigma(\mu_\Lambda)$ umgekehrt proportional ist zu $P\,N^{1/2}$, gibt es Werte von p, für die der Fehler $\sigma(\mu_1)$ der Menge (1) größer ist als der Fehler $\sigma(\mu_{1+2})$ der Gesamtmenge (1+2). Ist n der Anteil der Menge (2), $N_2 = n\,N$, so ist für alle p mit

$$(5.13) \qquad p > \frac{\sqrt{1-n}}{n}\left(1 - \sqrt{1-n}\right)$$

stets

$$(5.14) \qquad \frac{\sigma(\mu_{1+2})}{\sigma(\mu_1)} < 1$$

d.h. die Bestimmung von μ_Λ wird verbessert durch Hinzunahme der "Untergrund-Ereignisse" (2). Für $n = 1/3$ ist (5.13) für alle $p > 0.47$ erfüllt.

Da wir in § 5.4 die Auswahl der Ereignisse unter dem Gesichtspunkt der größtmöglichen Information treffen, werden depolarisierte Ereignisse miteinbezogen, soweit dies nach (5.13) und (5.14) sinnvoll ist.

a) Λ-Produktion an C^{12}: Λ(C).

1) Anteil an Kohlenstoff-Ereignissen.
Etwa 25 % der in den Emulsionen gefundenen Λ-Ereignisse sind an Kohlenstoff erzeugt. Fig. 32, 33, 34 zeigen die mit der Monte-Carlo-Methode berechneten Verteilungen im Vergleich mit experimentellen Verteilungen. Auf die Annahmen, die bei der Berechnung der Monte-Carlo-Ereignisse gemacht werden, gehen wir in Anhang 4 ein. Erwähnt sei hier, daß nur die Wechselwirkung des einfallenden Pions mit dem einzelnen Kernproton berücksichtigt wird; Wechselwirkungen dieses Protons mit dem Kern oder Produktion am Gesamtkern werden nicht in betracht gezogen.

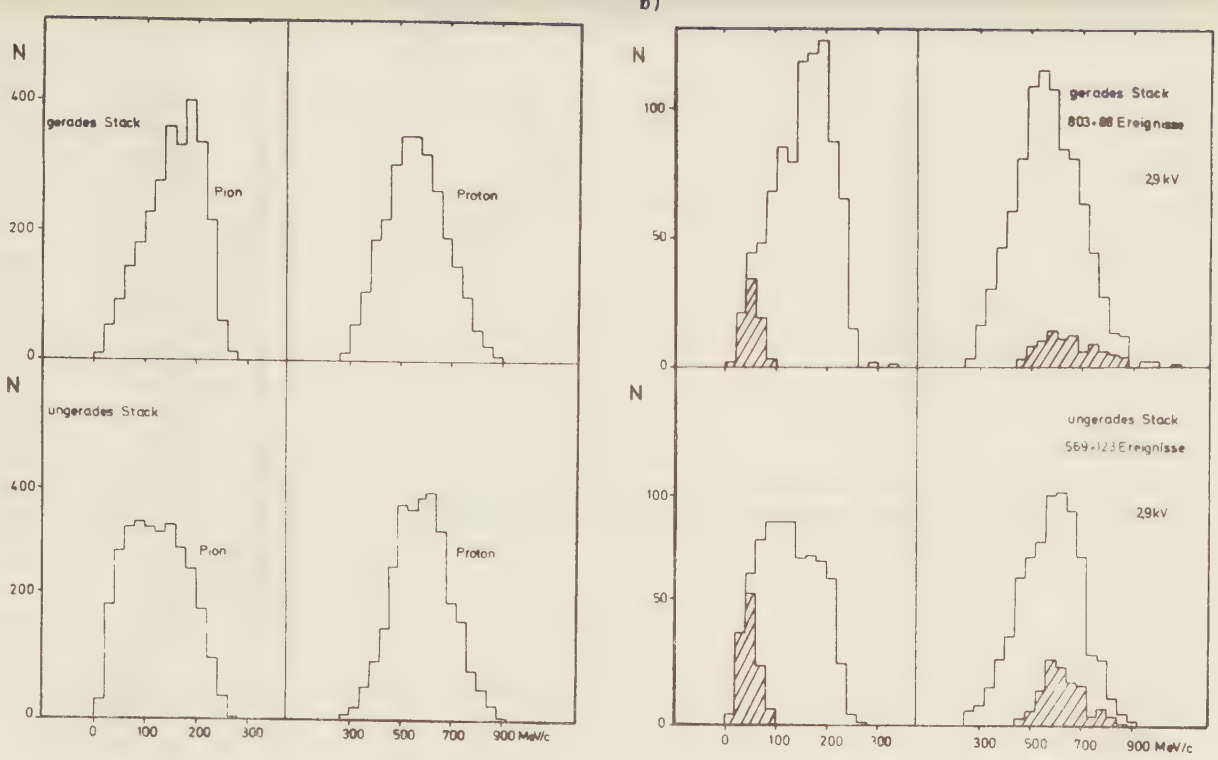


Fig. 32 Impulsverteilung der Zerfallsteilchen aus $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, getrennt nach g- und ug-Stack:
a) Experimentelle Verteilung (schraffiert: Reichweitemessungen am Zerfallspion)
b) Monte-Carlo-Verteilung (μ_Λ = -0.7 nm).

In g-Stacks werden die Protonen im Λ-Ruhesystem bevorzugt rückwärts emitiert, in ug-Stacks bevorzugt vorwärts.

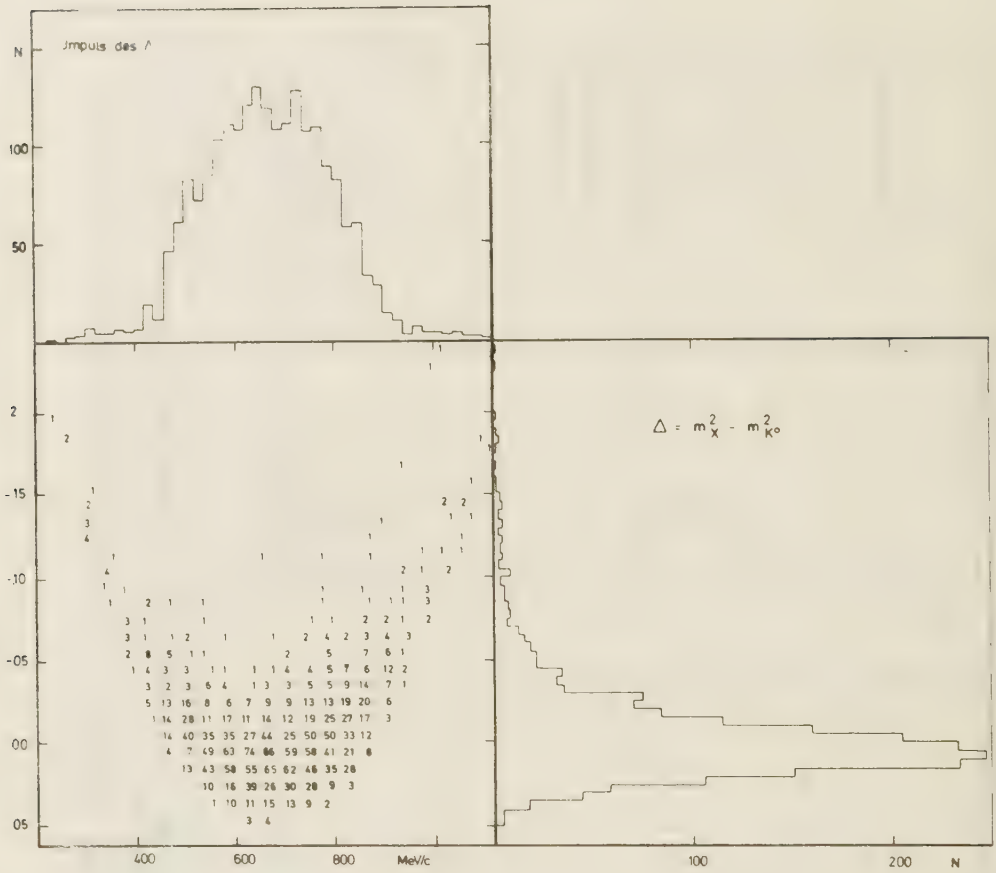


Fig. 33 Impuls des Λ-Hyperons und "fehlende Masse" Δ der Produktionsreaktion: Experimentelle Verteilung

Λ-Teilchen mit sehr hohem bzw. sehr niedrigem Impuls werden am Kohlenstoff C^{12} des Polyäthylen-Targets erzeugt, wobei der Fermi-Impuls des C^{12}-Protons bevorzugt entgegen bzw. in Richtung des einfallenden π^- verläuft, d.h. Δ besonders stark von Null abweicht.

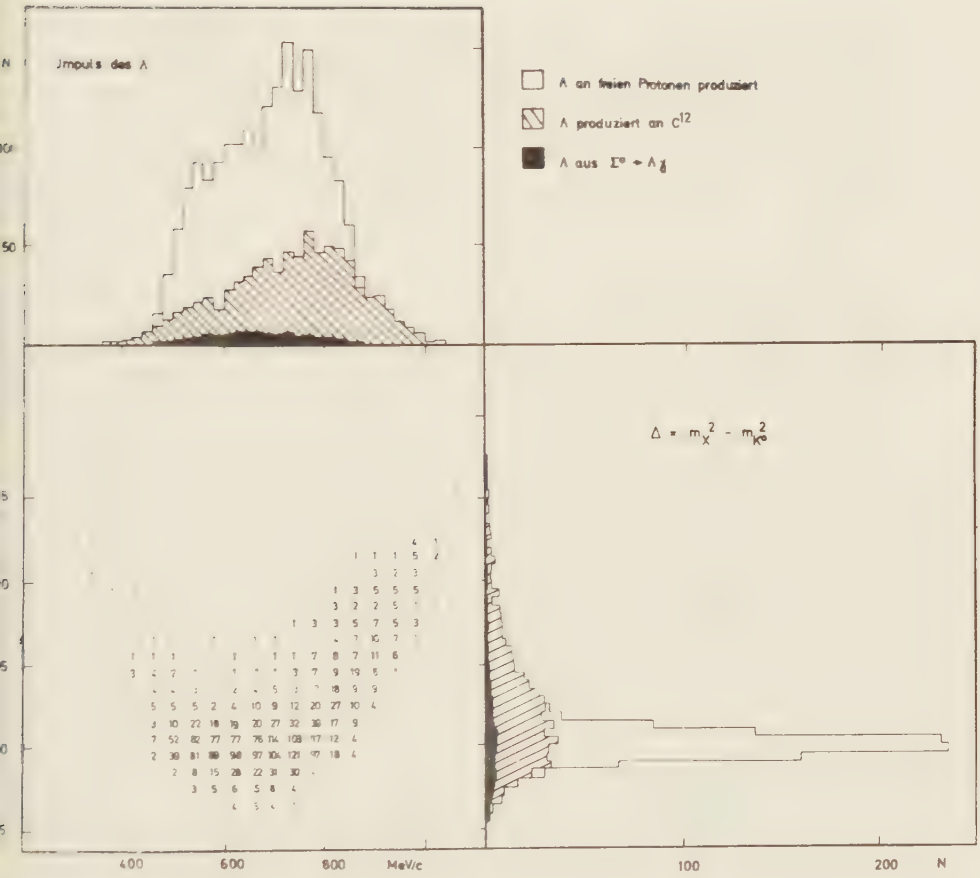


Fig. 34 Impuls des Λ-Hyperons und "fehlende Masse" Δ der Produktionsreaktion: Monte-Carlo-Verteilung (Meßfehler unberücksichtigt).

Da das gleichzeitig mit dem Λ erzeugte K^0 nicht gemessen werden kann, ist es nur für ~50 % der akzeptierten $\Lambda(C)$ möglich, sie aufgrund ihres Impulses p_Λ und ihres Δ-Wertes als Kohlenstoffereignisse zu identifizieren. Tab. 13 gibt den (mit LAMMC) berechneten Anteil an Kohlenstoffereignissen bei Auswahl in Impuls und Δ .

2) Polarisation der $\Lambda(C)$.
Wegen der engen räumlichen Begrenzung des Detektorsystems, der großen Winkel- und Energieabhängigkeit der Produktionsrate und der Jakobischen Spitze in der Laborwinkelverteilung, wird auch die Richtungsverteilung der Fermi-Impulse (der zu akzeptierten Λ-Ereignissen gehörigen Kernprotonen) stark anisotrop (Fig. 36). Wegen der Symmetrie der Detektoranordnung in bezug auf die Produktionsebene werden jedoch die Fermi-Impulsrichtungen symmetrisch in bezug auf diese Ebene akzeptiert: $\langle P(\Lambda)\rangle$ ist daher symmetrisch um 0 verteilt, $\Lambda(C)$ bringen keine systematischen Fehler in die Berechnung von μ_Λ (Fig. 37b). Die Störung der Symmetrie infolge der Teilchenstrahlkrümmung ist vernachlässigbar. Aus derselben Symmetriebetrachtung folgt, daß $P(P_b \times \Lambda)$ symmetrisch um 0 verteilt sein muß: Es sind keine Polarisationsunterschiede in g-Stacks und ug-Stacks zu erwarten (Fig. 37c).

Die mittlere Polarisation $\langle P(P_b)\rangle$ der C^{12}-Ereignisse (Fig. 37a) ist stets so groß, daß diese Ereignisse zusätzliche Information für die μ_Λ-Bestimmung bringen. Im Mittel beträgt die Depolarisation 3 %.

3) Auswahl der $\Lambda(C)$.
Ein Teil der $\Lambda(C)$ kann,wie oben erwähnt, durch Schnitte in p_Λ und Δ ausgeschlossen werden. Die stark depolarisierten Gruppen von Ereignissen werden allerdings durch diese Schnitte nicht betroffen. Starke Depolarisation ist vor allem auf Fermi-Impulse $\vec{p}_f$ zurückzuführen, die senkrecht zur Produktionsebene gerichtet sind. Große Abweichungen in Δ dagegen sind vor allem durch Fermi-Impulse in oder entgegen der

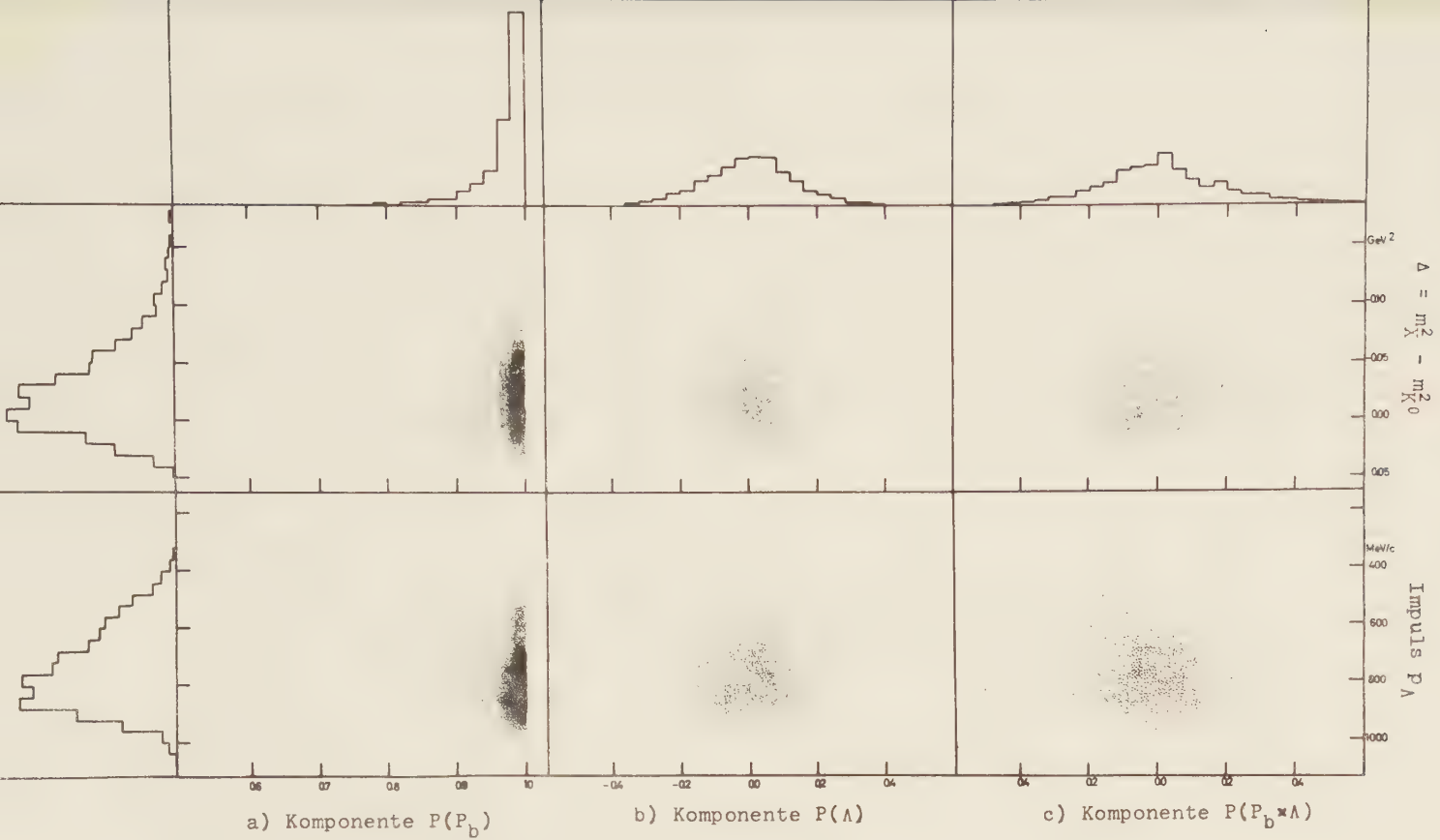


Fig. 37 Komponenten der Polarisation in Abhängigkeit von Impuls p_Λ und Δ für die Produktion der Λ-Teilchen an C^{12}.

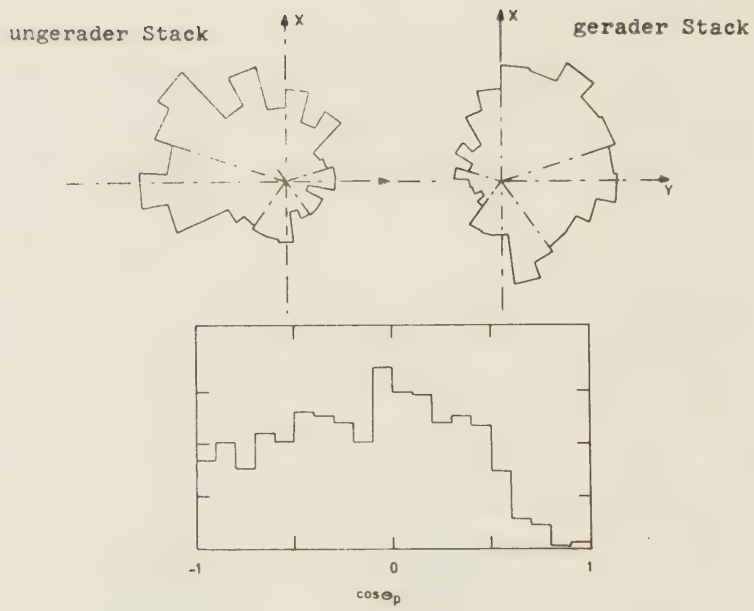


Fig. 36 Winkelverteilung der zu akzeptierten Λ-Hyperonen gehörigen Fermiprotonen (spulenfestes Koordinatensystem), $\cos\theta_p = \vec{x} \cdot \vec{p}_f$.

einfallenden π^--Richtung verursacht. Die Größe des Impulsbetrages $\vec{p}_f$ spielt nur in zweiter Ordnung eine Rolle. Große Abweichungen in Δ oder hohe Impulse p_Λ sind daher nicht mit großen Abweichungen in der Polarisation korreliert.

Bei der Auswahl der Λ-Ereignisse schließen wir C^{12}-Ereignisse nicht aus. Der Schnitt in p_Λ wird allein durch die Durchmusterungskriterien bestimmt; eine Auswahl in Δ ($|\Delta| < 0.15$ GeV^2) ist nur erforderlich, um Falschmessungen und Ereignisse, bei deren Produktion Kernwechselwirkungen eine Rolle spielten, auszuschließen.

Auswahl der Ereignisse	Anteil an Λ(H) %	<P(P$_b$)>	Λ(C) %	<P(P$_b$)>	Λ(Σ) %	<P(P$_b$)>	Insgesamt %	<( )>
-	70.5	.993	26.5	.971	3.0	0.	100.0	.951
500 < p_Λ < 850	67.7	.993	18.8	.971	2.7	0.	89.2	.956
|Δ| < 0.02	70.3	.993	12.1	.968	1.9	0.	84.3	.966
500 < p_Λ < 850 und |Δ| < 0.02	67.6	.993	11.3	.968	1.7	0.	80.6	.967

Tab. 13 Anteil der an freien Protonen (Λ(H)), Kohlenstoff (Λ(C)) und über den Zerfall $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$ (Λ(Σ)) erzeugten Λ-Hyperonen und deren Polarisation (Monte-Carlo). Für Λ(H) wurde die Winkelstreuung im Teilchenstrahl berücksichtigt.

b) Λ-Teilchen aus $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$: $\Lambda(\Sigma)$.

Bei einem Teilchenstrahlimpuls p_π = 1050 MeV/c tragen nur die Reaktion (5.12) und die Reaktion

(5.15) $\pi^- p \to \Sigma^0 K^0$

mit nachfolgendem Zerfall

$$\Sigma^0 \to \Lambda\gamma \qquad (<10^{-14} \text{ sek})$$

zur Λ-Produktion bei. Λ-Teilchen aus Reaktionen $K^- p$ können aufgrund ihres Δ-Wertes verworfen werden.

Für Σ^0, die an freien Protonen produziert werden, ist der maximale horizontale Winkel der $\Lambda(\Sigma)$ 14° (Impuls und Winkelverteilung im π^--Strahl berücksichtigt). Sie können daher die Emulsionen nicht erreichen. Bei Produktion an C^{12} dagegen sind die Winkelverteilungen breiter, $\Lambda(\Sigma)$ erreichen den Detektor. Da das γ-Quant aus $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$ nur ∿ 100 MeV der Σ^0-Energie übernimmt, sind Impuls und Δ der Λ-Hyperonen von derselben Größenordnung wie für Reaktion (5.12), siehe Fig. 34: Sie können nur zu ∿1 % gegen Lambda unterschieden werden, die an freien Protonen produziert wurden. Der Anteil der $\Lambda(\Sigma)$ wurde mit der Monte-Carlo-Methode berechnet, wobei die experimentellen Wirkungsquerschnitte, Fig. 3, verwendet wurden; die Produktionswinkelverteilung der Σ^0 ist in unserem Energiebereich nahezu isotrop.

Die wenigen für unseren Energiebereich existierenden Polarisationsmessungen (CRA 62, AND 63, SCH 64, BIN 69) sind (innerhalb großer Fehler) konsistent mit $P_\Sigma = 0$. Wegen

$$\vec{P}_{\Lambda(\Sigma)} = -(\vec{P}_\Sigma \cdot \vec{\Lambda}_\Sigma)\, \vec{\Lambda}_\Sigma \qquad \text{(GAT 58)}$$

$\vec{\Lambda}_\Sigma$ Richtung des Λ im Σ^0-Ruhesystem

ist damit auch

$$P_{\Lambda(\Sigma)} = 0.$$

Falls in dem akzeptierten Zerfallswinkelbereich ($-0.8 \leq \cos\theta_{\Sigma}^{cms} \leq 1.0$) $P_{\Sigma} \neq 0$ sein sollte, enthält die Λ-Polarisation eine longitudinale Komponente P^{ℓ}, da die Zerfallswinkelverteilung stark anisotrop ist. Diese longitudinale Komponente bewirkt, daß für eines der Stacks der berechnete Rotationswinkel φ des magnetischen Momentes gegenüber dem wahren Rotationswinkel vergrößert erscheint, für das andere Stack verkleinert; die Differenz $\Delta\varphi = |\varphi(ug) - \varphi(g)|$ ist

$$\Delta\varphi = \frac{2n}{1-n} \left|\frac{P^{\ell}}{P}\right|$$

wenn n den Anteil der $\Lambda(\Sigma)$ beschreibt ($n \sim 0.03$, Tab. 12). Bei einer longitudinalen Polarisation $P^{\ell} = 0.1 \cdot P$ ist $\Delta\varphi \sim 0.4^{o}$, das bedeutet eine Differenz der aus verschiedenen Stacks gewonnenen Werte für μ_{Λ} von 1 %. Der Mittelwert beider Werte gibt den korrekten μ_{Λ}-Wert.

c) Richtung des einfallenden π^{-}.

Die mittlere Teilchenstrahlrichtung ändert sich linear mit x (5.4); die Streuung $\sigma(x)$ des rekonstruierten Produktionsvertex ist symmetrisch in bezug auf den wahren Vertex (5.1.2d). Durch die Streuung der rekonstruierten Produktionsvertizes werden daher keine systematischen Fehler der Anfangspolarisation induziert. Ein Fehler in der Teilchenstrahlrichtung bringt im wesentlichen nur eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung von $\sigma(x)$. Ein Fehler im Ort des Teilchenstrahles hätte eine systematische Verschiebung der rekonstruierten Produktionsvertizes zur Folge. Aus der experimentellen Verteilung dieser Vertizes (Fig. 40) schließen wir, daß keine systematischen Fehler im Ort des Teilchenstrahles vorliegen.

Der Einfluß der Winkelstreuung im Teilchenstrahl und einer systematischen Abweichung der mittleren Richtung lassen sich einfach abschätzen. Wichtig ist, daß, wie Monte-Carlo-Rechnungen zeigten, über die gesamte Länge des Targets keine bevorzugte Selektion einer Teilchenrichtung erfolgt*), die mittlere Richtung der Anfangspolarisation also identisch ist mit der aus der mittleren Teilchenstrahlrichtung berechneten.

Die Winkelstreuung hat daher nur Depolarisation zur Folge, keine systematischen Fehler in μ_Λ. Die Depolarisation schätzen wir wie folgt ab: Aus der Beziehung

$$(5.16) \qquad \vec{P} = \frac{\vec{\Lambda}\times\vec{\pi}}{\sin\varepsilon} \quad , \qquad \cos\varepsilon = \vec{\Lambda}\,\vec{\pi}$$

folgt

$$(5.17) \qquad \delta\vec{P}\cdot\delta\vec{P} = \frac{1}{\sin^2\varepsilon}\,\{\delta\vec{\pi}\cdot\delta\vec{\pi} - \delta\varepsilon\,\delta\varepsilon\}$$

$$\delta\vec{P}\cdot\vec{P} = 0$$

$$\delta\vec{P}\cdot\vec{\Lambda} = 0$$

$$\delta\vec{P}\cdot(\vec{P}\times\vec{\Lambda}) = \frac{1}{\sin^2\varepsilon}\,\det\{\vec{\Lambda},d\vec{\pi},\vec{\pi}\}$$

und für die mittlere Polarisation P'

$$(5.18) \qquad P' = \langle(1 - \delta\vec{P}\cdot\delta\vec{P})^{1/2}\rangle \sim \langle 1 - \tfrac{1}{2}\,\delta\vec{P}\cdot\delta\vec{P}\rangle = 1 - \tfrac{1}{2}\,\langle\delta\vec{P}\cdot\delta\vec{P}\rangle \ .$$

Setzen wir

$$\vec{\Lambda} = (0,\ \sin\eta,\ \cos\eta) \quad , \qquad \eta = \mathrm{sign}(ST)\cdot 20^\circ$$

und führen den Winkel h in der horizontalen Ebene und den Winkel v in der vertikalen Ebene ein,

---

*) Wegen der stark ausgeprägten Jakobischen Spitze bei $\sim 20^\circ$ ist dies nicht selbstverständlich.

$$\vec{\pi} = (\cosh \sin v, \sinh, \cosh \cos v)$$

so wird nach (5.17)

$$\langle \delta\vec{P}\ \delta\vec{P} \rangle = \frac{1}{\sin^4 \varepsilon} \{\cos^2 h\ (\sin^2 \eta \cosh - \cos\eta \sinh \cos v)^2\ \sigma_v^2 + \cos^2 \eta \sin^2 v\ \sigma_h^2\}$$

$$\sim \frac{1}{\sin^4 \eta} \{\sin^2 \eta\ \sigma_v^2 + \cos^2 \eta\ v^2\ \sigma_h^2\}$$

$$\lesssim 0.02$$

Die Depolarisation ist daher nach (5.18) kleiner als 1 % (vgl. Tab. 12).

Für systematische Abweichungen in der horizontalen Ebene wird (5.17) zu

$$\delta\vec{P} \cdot \vec{P} \times \vec{\Lambda} = \frac{\sin v}{\sin^2 \varepsilon} \{\cos\eta + \sinh\ (1 - \sin\eta)\}\ \delta h$$

$$\sim \frac{\sin v \cos\eta}{\sin^2 \eta} \delta h$$

und für Abweichungen δv in der vertikalen Ebene

$$\delta\vec{P} \cdot \vec{P} \times \vec{\Lambda} = \frac{\cos h}{\sin^2 \varepsilon} \{\cos\eta \cos v \sinh - \sin\eta \cosh\}\ \delta v$$

$$\sim - \frac{\delta v}{\sin\eta}$$

d.h. ein systematischer Fehler in der vertikalen Teilchenstrahlrichtung führt für Ereignisse aus g- und ug-Stacks nicht zu unterschiedlichen Werten für αP. Ein systematischer Fehler in der horizontalen Richtung führt zu einer Differenz der Werte für αP; diese wächst mit der vertikalen Winkeldifferenz von $\vec{\pi}$ und $\vec{\Lambda}$. Für $\delta h = 1^\circ$, $v = 8^\circ$ wird $\delta\vec{P} \cdot \vec{P} \times \vec{\Lambda} \sim 0.02$, was einem zusätzlichen Winkelunterschied der Anfangspolarisationen von $\sim 2^\circ$ entspricht und einen Unterschied in αP von ~ 0.5 % bringt. Bei der Genauigkeit, mit der die π^--Richtung bekannt ist, können daher ihre systematischen Fehler vernachlässigt werden.

d) Richtung des gemessenen Λ.

Die Streuung der Λ-Hyperonen im Target kann vernachlässigt werden (~ 0.5 ‰). Etwa 3 % der Λ haben eine Streuung in der Emulsion erfahren; von diesen gestreuten Ereignissen werden weniger als 5 % nach den Auswahlkriterien für Impuls und Produktionsort akzeptiert, so daß auch ihr Anteil vernachlässigt werden kann (UCR 70).

Die Genauigkeit der Winkelbestimmung in der Emulsion ist sehr groß ($\sigma(\alpha_\Lambda) = 0.3^\circ$, $\sigma(\delta_\Lambda) = 0.5^\circ$); die Ausrichtung der Emulsion ist innerhalb 0.3° bekannt. Wie oben ist der durch systematische Abweichungen verursachte Fehler in αP und μ_Λ einfach abzuschätzen:

$$\delta\vec{P}\cdot\vec{P} = 0$$

$$\delta\vec{P}\cdot\vec{\Lambda} = \frac{1}{\sin\varepsilon}\ \det(\vec{\pi},\vec{\Lambda},\delta\vec{\Lambda})$$

$$\delta\vec{P}\cdot\vec{P}\times\vec{\Lambda} = \frac{\cos\varepsilon}{\sin^2\varepsilon}\ \det(\vec{\pi},\vec{\Lambda},\delta\vec{\Lambda}) = -\frac{\cos\varepsilon}{\sin\varepsilon}\ \delta\vec{P}\cdot\vec{\Lambda}$$

Bezeichnen v und h die Winkel des Lambda in der vertikalen und der horizontalen Ebene

$$\vec{\Lambda} = (\sin v,\ \pm\cosh\cos v,\ \cosh\cos v)$$

und setzen wir $\vec{\pi} = (0,0,1)$, so wird für einen Fehler δv

$$\delta\vec{P}\cdot\vec{\Lambda} = \mp\frac{\sinh}{\sin\varepsilon}\,\delta v \sim \mp\,\delta v$$

und einen Fehler δh

$$\delta\vec{P}\cdot\vec{\Lambda} = \pm\frac{\sin v\cosh\cos v}{\sin\varepsilon}\,\delta h \sim \frac{\sin v}{\tan n}\,\delta h\ .$$

Ein Fehler im vertikalen Winkel überträgt sich, wie zu erwarten, direkt auf μ_Λ; der Einfluß eines Fehlers im horizontalen Winkel ist gering, wächst aber mit der vertikalen Winkeldifferenz

von $\vec{\pi}$ und $\vec{\Lambda}$. Wir schätzen, daß nach Durchführung der Korrekturen von § 4.3 der systematische Fehler im Winkel v im Mittel kleiner als 0.2° ist, d.h. der systematische Fehler in $\mu_{\Lambda}(\varphi_p \sim 45^{\circ})$ weniger als 0.5 % beträgt. Die zugehörige Änderung der Polarisation kann vernachlässigt werden.

5.3.3. Feldintegral.

Bei der Berechnung der Drehung von $\vec{\mu}_{\Lambda}$ im Magnetfeld sind neben den systematischen Fehlern des Magnetfeldwertes noch zwei weitere Fehlerquellen von Bedeutung:

a) Weg des Λ-Teilchens im Magnetfeld.
Wegen der Ungewißheit in der Rekonstruktion des Produktionsvertex ist der Laufweg ℓ eines Lambda im Feld nur mit einem Fehler von ∿3 % bekannt. Da die rekonstruierten Produktionsvertizes normalverteilt sind in bezug auf den wahren Vertex (Streuung $\sigma(x)$), tragen im Mittel nur die Ableitungen

$$\frac{\partial^{2n+1} B_{\perp}}{\partial x_k^{2n+1}} \qquad n = 0, 1, \ldots$$

zu einem systematischen Fehler in μ_{Λ} bei. Mit

$$\frac{\partial B}{\partial x} \sim 40 \text{ kGauss/cm}$$

$$\frac{\partial^3 B}{\partial x^3} \sim 0.6 \text{ kGauss/cm}^3$$

im Targetbereich und $B \cdot \ell \sim B \cdot x/\cos 20^{\circ} = 1.06\, Bx$ wird, wenn Vert(x) die Verteilung der x-Komponente der Vertizes beschreibt,

$$\int B \cdot x \cdot \text{Vert}(x)\, dx \sim \frac{\partial B}{\partial x}\, \sigma^2(x) + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 B}{\partial x^3}\, \sigma^4(x)$$

$$\sim + 5.0 \text{ kGauss cm}$$

für ein mittleres Feld von 200 kGauss über 10 cm also der relative systematische Fehler des Feldintegrals $<+0.25$ %.

b) Berechnung der Rotation im Feld.
In § 1.1 wird die Drehung der Polarisation um die variable Richtung $\vec{\omega}(s)$ des Magnetfeldes durch die Drehung um eine mittlere Feldrichtung $\vec{\omega}$ ersetzt. Da die Variation der Feldrichtung gering ist, bringt diese Vereinfachung nur einen kleinen systematischen Fehler. Zu seiner Abschätzung vergleichen wir für die zur μ_Λ-Bestimmung ausgewählten Λ-Ereignisse die Richtung der Endpolarisation $\vec{P}_i$, die man für das integrierte Feld erhält, mit der Polarisation $\vec{P}_s$, die sich für eine schrittweise Drehung über Abschnitte mit $\Delta x = 0.5$ cm (§ 3.1.2c) ergibt. Aus den Differenzen der Winkel, $\Delta\varphi_P = \varphi_{P_i} - \varphi_{P_s}$ und $\Delta\psi = \vartheta_{P_i} - \vartheta_{P_s}$, folgen direkt die systematischen Fehler in μ_Λ und αP.

$$\frac{\Delta\mu_\Lambda}{\mu_\Lambda} \sim - \frac{\Delta\varphi_P}{\varphi_P}$$

$$\frac{\Delta\alpha P}{\alpha P} = - \operatorname{tg}\psi \, \Delta\psi$$

Der Vergleich ergab (Fig. 38)

$$\frac{\Delta\mu_\Lambda}{\mu_\Lambda} = + 0.18 \ \%$$

$$\frac{\Delta\alpha P}{\alpha P} = + 0.09 \ \%$$

d.h. eine systematische Verschiebung für μ_Λ zu negativeren Werten um 0.18 % und für αP zu höheren Werten um 0.09 %.

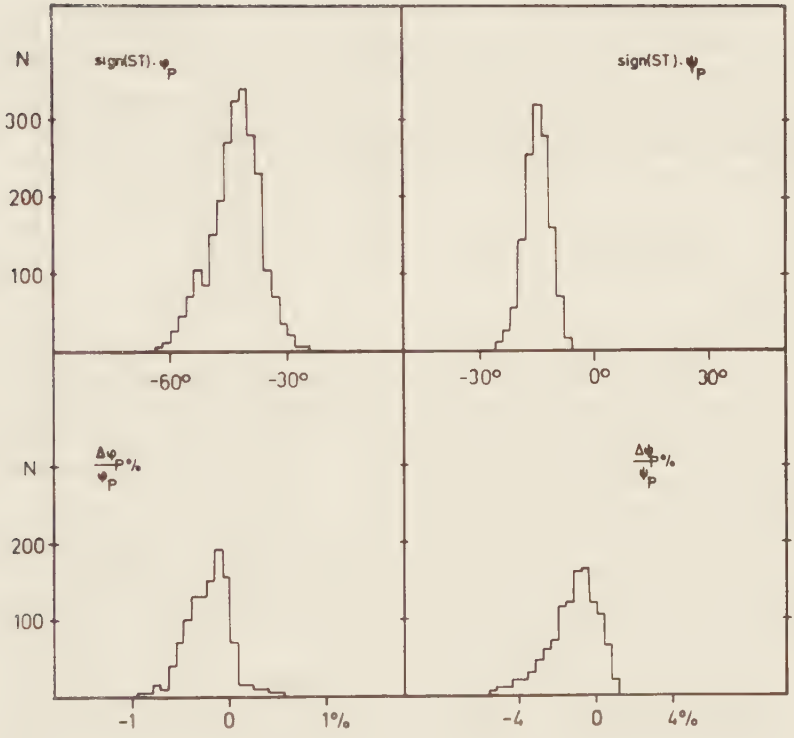


Fig. 38 Verteilung der Winkel φ_P und ψ_P der gedrehten Polarisationsrichtung und die relative Differenz dieser Winkel bei Berechnung der Präzession um eine mittlere Feldrichtung bzw. um die wahre Feldrichtung, die sich entlang des Λ-Laufweges ändert.

5.4. Auswahl der Ereignisse.

Die Auswahl der Ereignisse wird unter dem Gesichtspunkt getroffen, maximale Information mit möglichst geringem statistischen Fehler aus der gegebenen Menge von Ereignissen zu erhalten. Wie in § 5.3.2a gezeigt, sind daher die am Kohlenstoff des Polyäthylentargets erzeugten Λ-Hyperonen zu akzeptieren. Im einzelnen gehen wir bei der Auswahl wie folgt vor:

5.4.1. Zerfall des Lambda.

a) χ^2- Auswahl.

Für Λ-Ereignisse ist die Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit von $P(\chi^2)$, vgl. § 5.1.1b und Anhang 2, flach. In Fig.39a sind alle gemessenen Ereignisse in eine derartige Verteilung aufgenommen. Sie zeigt bis $P(\chi^2) = 0.024$, d.h. $\chi^2 < 6.0$, das erwartete Verhalten für Lambda-Zerfälle und steigt dann stark an: Für $P(\chi^2) > 0.024$ ist der Anteil an Untergrundereignissen sehr hoch (94 %). Wir akzeptieren daher nur Λ-Ereignisse mit $\chi^2 < 6.0$.

Wichtig ist, daß nicht bestimmte Λ-Zerfallswinkelbereiche bevorzugt akzeptiert werden. Anhand der Deviates der Impulse (Fig. 39b) und Winkel der Zerfallsteilchen wurde überprüft, das alle Λ-Zerfallskonfigurationen gleichmäßig von dem Schnitt in χ^2 betroffen sind.

b) Zerfallsort.

Wie in § 5.3 begründet, ist das Akzeptanzvolumen des Detektors einzuschränken, um eine exakte Berechnung der Korrekturen aufgrund des Flachkammereffekts zu ermöglichen. Die Grenzen sind die in (5.8) gegebenen.

5.4.2. Produktion.

a) Produktionsort.
Eine Beschränkung des Targetvolumens ist sinnvoll, um Ereignisse, die am Kupfer der Spule produziert wurden, oder Ereignisse, deren rekonstruierter Laufweg mit zu großen Fehlern behaftet ist, auszuschließen. Wir akzeptieren nur Ereignisse deren Produktionsort in einem Volumen

$$x \leq 2o \text{ mm}$$
$$y \leq 6 \text{ mm} \qquad \text{(spulenfestes Koordinatensystem)}$$
$$z \leq 10 \text{ mm}$$

liegt. Die Dimensionen dieses Targetvolumens sind aus der experimentellen Verteilung des Produktionsortes (Fig. 4o) und aus der Rekonstruktion des Produktionsortes in Monte-Carlo-Rechnungen abgeleitet.

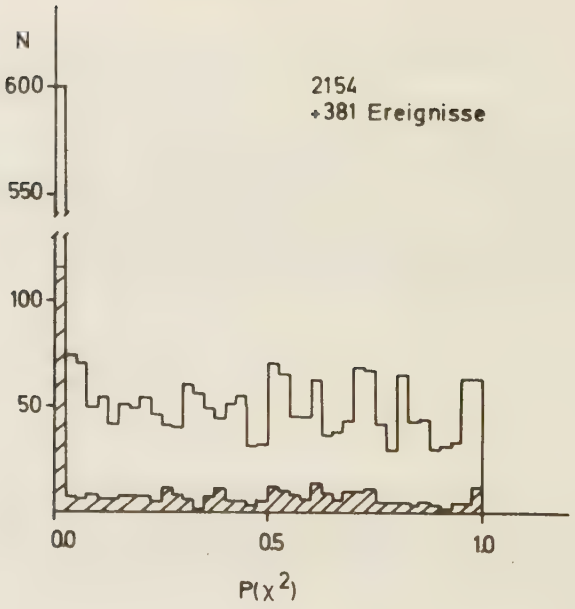
b) Produktionsreaktion.
Ereignisse, die nicht über die Reaktion (5.12) produziert wurden, können mit großer Wahrscheinlichkeit durch eine Auswahl in Δ (5.5) und p_Λ ausgeschlossen werden. Wir wählen die Grenzen in Δ so groß, daß die an Kohlenstoff ohne merkliche Störung des Restkernes erzeugten Λ-Hyperonen akzeptiert werden.

$$-0.15 \text{ GeV}^2 \leq \Delta \leq 0.05 \text{ GeV}^2$$

5.4.3. Impuls des Lambda

Das Impulsspektrum der an Wasserstoff produzierten Λ reicht von 450 MeV/c bis 900 MeV/c, das Impulsspektrum der an C^{12} produzierten Λ von 350 MeV/c bis 1050 MeV/c (Fig. 34). Die Durchmusterungskriterien sind für den Impulsbereich der an Wasserstoff produzierten Λ entworfen, Verluste treten für sehr hohe (>900 MeV/c) und sehr niedrige (<450 MeV/c) Λ-Impulse auf (Fig. 31). Den Impulsbereich schränken wir daher ein auf

a)



b)

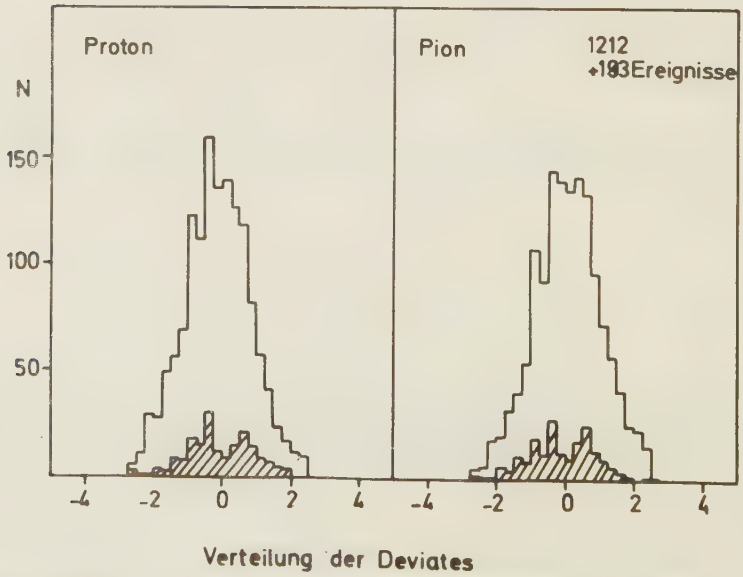


Fig. 39 a) χ^2-Verteilung aller gemessenen Ereignisse
b) Verteilung der "Deviates" der für die μ_Λ-Berechnung ausgewählten Ereignisse.

(▨ Reichweitemessungen)

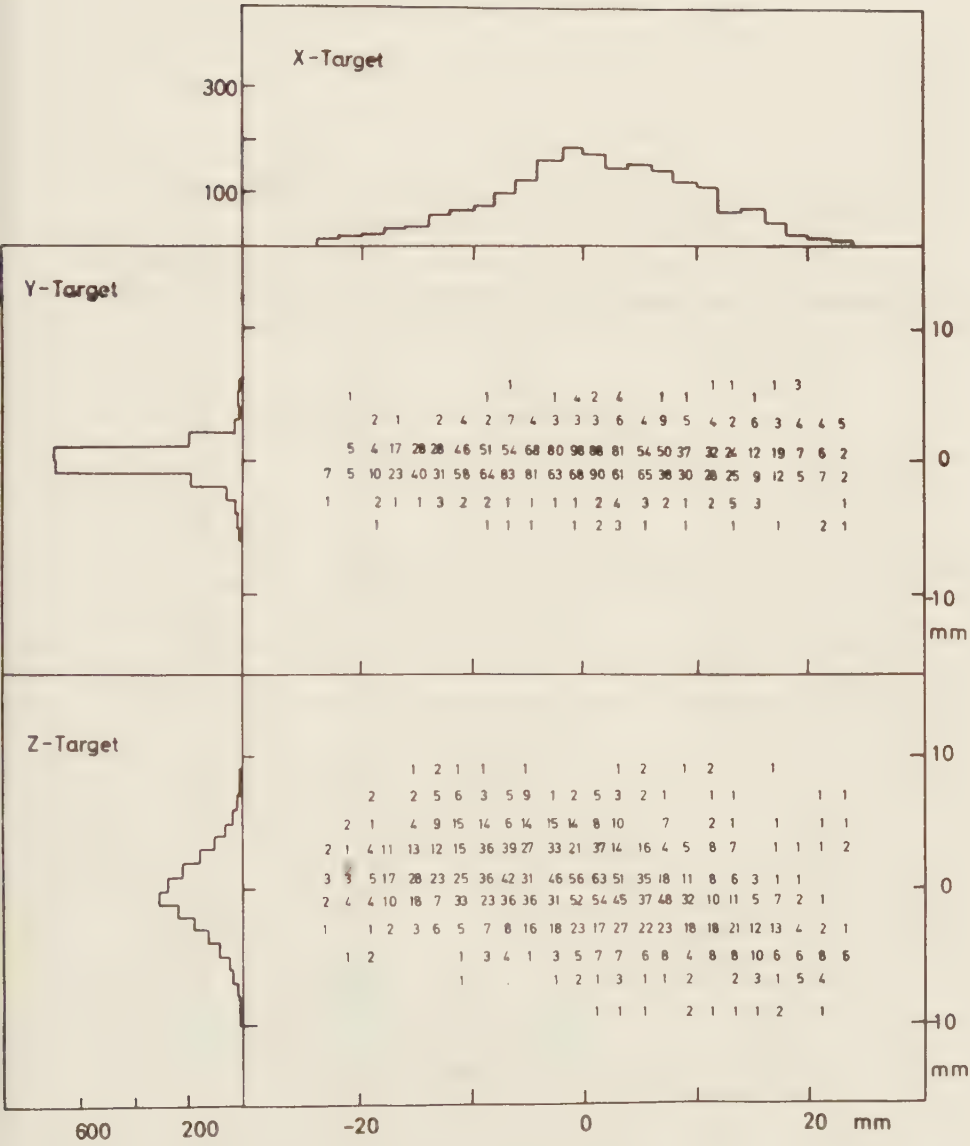


Fig. 40 Verteilung der rekonstruierten Produktionsvertizes.

$450\ \text{MeV/c} \leq p_\Lambda \leq 900\ \text{MeV/c}.$

Fig. 42 zeigt die φ-Verteilung der Ereignisse für $\chi^2 > 6.0$ (9.0) ohne zusätzliche Auswahl bzw. bei Anwendung aller zusätzlichen Auswahlkriterien. Vor allem durch die Auswahl in den Targetdimensionen wird bereits ein Großteil der Untergrundereignisse verworfen (Tab. 13).

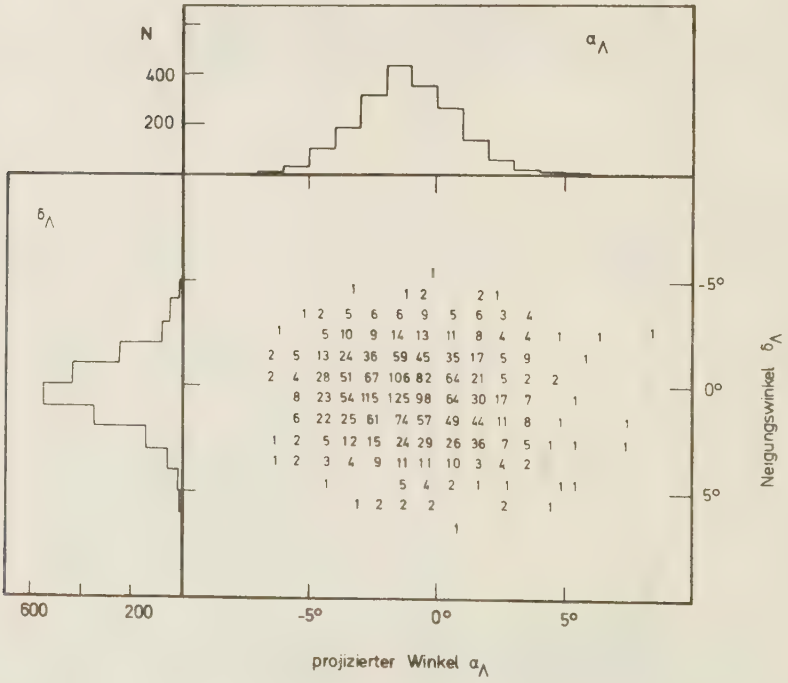


Fig. 41 Richtungsverteilung der akzeptierten Λ-Hyperonen.

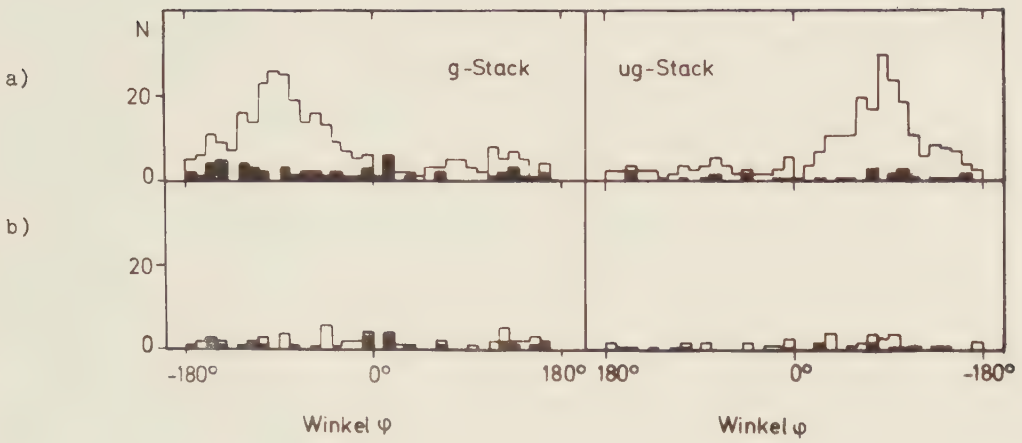


Fig. 42 φ-Winkelverteilung der Untergrundereignisse getrennt nach g- und ug-Stacks.

a) Ereignisse mit $\chi^2 \geq 6.0$
b) Ereignisse mit $\chi^2 \geq 6.0$ und zusätzlicher Auswahl in den Targetdimensionen in p_Λ und Δ.

(■ Ereignisse mit $6.0 \leq \chi^2 \leq 9.0$)

5.5. Diskussion und Ergebnis.

Bisher wurden 82 % des exponierten Materials durchmustert. Von 3328 gemessenen Ereignissen werden 1811 Λ-Ereignisse nach den Auswahlregeln von § 5.4 akzeptiert (1665 Λ bei zusätzlicher Auswahl $\psi = 60^{\circ}$, vgl. S.39)

5.5.1. Durchmusterungsverluste?

Bei der Berechnung der Parameter μ_Λ und αP nach § 1.3 für verschiedene Ereignisgruppen ergibt sich für die g-Stacks ein αP-Wert, der vorwiegend höher liegt als der αP-Wert für die ug-Stacks; bei einem höheren αP-Wert finden wir auch einen höheren Wert für $|\mu_\Lambda|$. Der μ_Λ-Wert für die g-Stacks ist also vorwiegend negativer als der für die ug-Stacks. Der Effekt ist ausgeprägter für die Emulsionen, die bei der Exposition höheren Temperaturen ausgesetzt waren (3.2 kV Ladespannung, vgl. § 3.2); wir bezeichnen sie im folgenden kurz als "3.2-Stacks" (im Gegensatz zu "2.9-Stacks"). Tab. 14 und Fig. 44,46,47,48 illustrieren das Gesagte. Einer Erklärung bedarf auch die Tatsache, daß die Anzahl der gefundenen Λ-Ereignisse in ug-Stacks im Mittel niedriger ist als in g-Stacks (Anzahl g/ Anzahl ug in 2.9-Stacks: 789 Λ/599 Λ, in 3.2-Stacks: 233 Λ/190 Λ).

Entsprechend der Abhängigkeit der Polarisation und der Akzeptanz des Detektors vom Λ-Produktionswinkel Θ_Λ^{cms} (Fig. 4 b, c) ist für unser Experiment ein αP-Wert von 0.4 bis 0.6 zu erwarten (vgl. auch § 5.3.2, Depolarisation). Die horizontale Verschiebung des Teilchenstrahles (§ 5.1.2 c) hat zur Folge, daß der Anteil der rückwärts ($\cos \Theta_\Lambda^{cms} < -0.5$) produzierten Λ-Teilchen im g-Stack größer ist als im ug-Stack; Fig. 4 b,c lassen daher, im Gegensatz zum experimentellen Ergebnis, eher einen niedrigeren αP-Wert für g-Stacks erwarten. Die horizontale Verschiebung des Teilchenstrahles erklärt teilweise die unterschiedlichen Ereigniszahlen, da

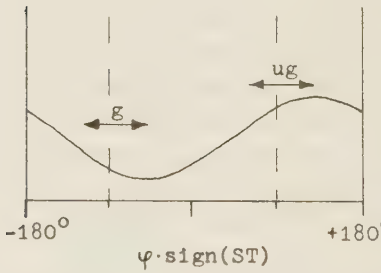
Ladespannung kV	Auswahl	Zahl der Λ	μ_Λ	$\Delta\mu_\Lambda$	αP	$\Delta\alpha P$
2.9 / 3.2	g + ug	1665	-.633	.084	.523	.061
	g	937	-.681	.097	.599	.078
	ug	728	-.558	.156	.424	.095
2.9	g	729	-.618	.118	.586	.087
	ug	556	-.552	.153	.495	.107
3.2	g + ug	381	-.77	.19	.45	.14
	g	209	-.83	.16	.69	.18
	ug	172	-.58	.82	.21	.20
$x^2<25.$	g		-.84	.17	.66	.18
	ug		-.61	.59	.24	.19
$450<p_\Lambda<600$	g	60	-1.05	.26	.70	.38
	ug	43	-.58	∿.80	.32	.39
$600<p_\Lambda<700$	g	66	-.47	.40	.55	.29
	ug	52	-.62	∿1.30	.23	.37
$700<p_\Lambda<850$	g	77	-.79	.28	.83	.27
	ug	72	-.04	∿2.50	.12	.29
x-Target<0	g	111	-.86	.16	.88	.25
	ug	108	-.85	∿1.2	.16	.32
x-Target>0	g	98	-.74	.43	.49	.27
	ug	64	-.33	.80	.33	.30

Tab. 14 Parameterwerte μ_Λ und αP für verschiedene Ereignisgruppen (nur die Auswahl, die wir zusätzlich bzw. anstelle der in § 5.4 angegebenen treffen, wird in der Tabelle aufgeführt; außerdem ist stets $\psi = 60^\circ$ gesetzt).

der Wirkungsquerschnitt für rückwärts erzeugte Λ-Teilchen anwächst. Das Argument kann jedoch nicht auf 3.2-Stacks angewandt werden, da für sie die Λ-Produktionswinkelverteilungen für g- und ug-Stacks innerhalb der statistischen Fehler übereinstimmen. Dies wird durch die Verteilung der Λ-Ereignisse über die Platten der Stacks bestätigt.

Im folgenden diskutieren wir zunächst eine Erklärung des g-ug-Unterschiedes, die wir als die wahrscheinlichste betrachten, und gehen dann kurz auf weitere Argumente ein.

a) Verlust von Ereignissen.
Der Verlust des Λ-Zerfallstyps mit nach vorwärts emittiertem Proton, dessen Impuls hoch und dessen Korndichte damit gering ist, hat für beide Stacksorten den Verlust von Ereignissen mit $\varphi \sim -90^{\circ}$ zur Folge (siehe Skizze; die Pfeile sind asymmetrisch bzgl. -90°, um die höheren Verluste im Bereich größerer Dichte der Untergrundspuren anzudeuten). Für g-Stacks bedeutet dies eine Vergrößerung von αP, zusätzlich eine Verschiebung des Minimums zu negativeren Werten und damit eine Vergrößerung von $|\mu_\Lambda|$. Für ug-Stacks bedeutet der Verlust eine Abflachung des Maximums und damit eine Verkleinerung von αP, zusätzlich eine Verschiebung von μ_Λ zu positiveren Werten. Es ist zu erwarten, daß dieses Verhalten ausgeprägter ist für höhere Λ-Impulse; die Ergebnisse für 3.2-Stacks bestätigen dies (Tab. 14).



Skizze der φ-Verteilung, die Pfeile bezeichnen den Bereich der Verluste. (zur Bezeichnung der Abszisse s.S. 74)

Wie schon früher betont (vgl. Fig. 23, Tab. 8), sind ug-Stacks von Verlusten stärker betroffen. Der geschilderte Effekt sollte daher für sie ausgeprägter sein; auch dies wird von den Ergebnissen bestätigt (Tab. 14).

Für die Festlegung der Korndichtegrenzen der Durchmusterungskriterien wurde angenommen, daß die Korndichten nur statistischer Streuung unterliegen. Liegt "fading" des latenten Bildes vor, so sind die Korndichtegrenzen zu hoch (dadurch verlorene Ereignisse werden auch bei einer zweiten Durchmusterung nicht gefunden, § 5.3.1). Da der "fading"-Effekt mit der Temperatur während der Exposition zunimmt, sind für 3.2-Stacks größere Verluste zu erwarten. Unserem Labor standen zwei Stackpaare der 3.2-Stacks zur Verfügung. Die Durchmusterung eines dieser Paare wurde abgebrochen, da zu große Schwankungen der Plateau-Korndichte festgestellt wurden. Es handelte sich dabei nicht nur um eine Abnahme der Korndichte in einem ~100 μ breiten oberflächennahen Bereich, sondern auch um eine Abnahme des Durchmessers der Körner, wodurch die Sichtbarkeit der Spuren beeinträchtigt wurde.

Ein direkter Vergleich der für das Zerfallsproton gemessenen Daten für 3.2-Stacks und 2.9-Stacks ist schwierig zu interpretieren, da sowohl die Rotationswinkel als auch die Λ-Impulsspektren (s.o.) verschieden und die Ereigniszahlen klein sind. Wir haben es daher als sinnvoller betrachtet, die Diskussion anhand der in das Λ-Ruhesystem transformierten Größen zu führen, z.B. also der φ-Winkelverteilung.

b) Verlust von Ereignissen bei der χ^2-Auswahl.
Die φ-Winkelverteilung der Untergrundereignisse (Fig. 42) entspricht genau der Verteilung, die wir für die auf S.140 erwähnten "verlorenen" Ereignisse anzunehmen haben. Eine Erweiterung der χ^2-Grenze auf $\chi^2 = 9.0$ bzw. 25.0 bringt jedoch keine Verbesserung der αP-Werte (Fig. 42, 47; Tab. 14). Die Breite der Verteilung der "Deviates" für Ereig-

nisse mit Reichweitemessung am Pion (die "verlorenen" Ereignisse sind bevorzugt von diesem Typ) ist nicht größer als diejenige für Ereignisse mit Kornzählung am Pion (Fig. 39). Die χ^2-Auswahl bringt daher keinen systematischen Fehler.

c) Richtung des einfallenden Teilchenstrahles.
Wie in § 5.3.2 d diskutiert, bringen die Fehler bzgl. der Teilchenstrahlrichtung vernachlässigbare systematische Fehler. Die Berechnung von μ_Λ und αP für Λ-Ereignisse mit x-Target>0 (größere Unsicherheit in der rekonstruierten π^--Richtung wegen der stärkeren Teilchenstrahlkrümmung) bzw. mit x-Target≤0 zeigt, daß die g-ug-Unterschiede für x-Target≤0 größer sind (Tab. 14). Dies ist wiederum in Einklang mit der Annahme, daß es sich um einen Effekt handelt, der mit höherem Λ-Impuls wächst: Für die vom rückwärtigen Target (x-Target<0) stammenden Λ-Ereignisse ist der Laufweg länger, hohe Impulse überwiegen daher.

d) Λ-Teilchen aus $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$.
Λ-Ereignisse aus dem Zerfall $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$ (§ 5.3.2 b) würden für g- und ug-Stacks Unterschiede im berechneten μ_Λ-Wert aufweisen, die Differenz in den αP-Werten wäre vernachlässigbar.

e) Magnetfeldmessung.
Fehler im Betrag des Magnetfeldes ändern nur den Wert von μ_Λ, nicht den von αP. Durch Fehler in der Richtung des Feldes wird die Achse des Präzessionskegels verlagert, der αP-Wert ändert sich dabei für beide Stacksorten in derselben Weise (symmetrisches Magnetfeld bzgl. der Symmetrieebene der Spule).

f) Dipolmoment des Λ-Hyperons.
Ein Dipolmoment $\varepsilon \neq 0$ bewirkt eine zusätzliche Rotation der Polarisationsrichtung um die Richtung $\vec{\beta} \times \vec{B}$, durch welche

der αP-Wert für beide Stacks in derselben Richtung geändert wird.

Zusammenfassend ergibt sich als wahrscheinlichste Erklärung für die Unterschiede der Parameter αP, μ_Λ für die beiden Stacksorten ein Durchmusterungsverlust für Spuren geringer Korndichte, der für 3.2-Stacks größer ist.

Da der αP-Wert für ungeraden 3.2-Stack klein ist, wird der Fehler $\sigma(\mu_\Lambda)$ groß; die entsprechenden Ereignisse tragen daher innerhalb der gesamten Ereignismenge wenig zum μ_Λ-Wert bei. Die Ereignisse aus geradem 3.2-Stack (∿12 % aller Λ-Ereignisse) gehen wegen des höheren αP-Wertes mit größerem Gewicht in die μ_Λ-Berechnung ein. Die systematischen Fehler in g- und ug-Stacks gleichen sich daher bei Mittelung über alle Ereignisse nicht aus.

Eine Korrektur auf die Durchmusterungsverluste erfordert eine genaue Analyse der Verluste, die nicht ohne Wiederholung der Durchmusterung eines Teiles der 3.2-Stacks möglich sein dürfte. Wir haben uns daher entschlossen, für die vorliegende Arbeit nur die Ereignisse aus 2.9-Stacks (∿75 % aller Ereignisse) zu benützen und die Durchmusterungsverluste in diesen Emulsionen durch einen systematischen Fehler zu berücksichtigen.

Das Ergebnis für 3.2-Stacks und 2.9-Stacks gemeinsam (Tab. 14) liegt innerhalb der 40 %-Wahrscheinlichkeitskontur des Ergebnisses für 2.9-Stacks (Fig. 45, ℓ_W = 0.5). Der Fehler des Gesamtergebnisses wird durch Hinzunahme der 3.2-Stacks nicht verbessert.

Auswahl	Anzahl der ausgewählten Ereignisse (insgesamt 2537 gemessene Ereignisse)	
	π-Stack (%)	µg-Stack (%)
	56.1	43.9
a) $\chi^2 < 6$	44.5	33.6
b) $\lvert x_{Target}\rvert \leq 20$ mm $\lvert y_{Target}\rvert \leq 6$ mm $\lvert z_{Target}\rvert \leq 10$ mm	38.9	29.7
c) a + b	35.5	27.1
d) c + {86.0 ≤ Grid - a ≤ 94.0 51.5 ≤ Grid - r ≤ 58.5}	34.5	26.3
e) d + {50 ≤ $z_{Emulsion}$ ≤ 950}	33.0	25.5
f) e + {$\lvert\Delta\rvert \leq 0.15$ GeV^2}	32.9	25.4
g) f + {p_Λ > 450 MeV/c}	32.3	24.4
g + {p_Λ < 900 MeV/c}	31.5	24.0
i) h + {$\psi = 60^\circ$}	28.7 (782 Λ's)	21.9 (556 Λ's)

Tab. 15 Schrittweise Auswahl der Λ-Ereignisse für die Berechnung von μ_Λ und αP (2.9 kV-Stack).

5.5.2. Ergebnis und Diskussion für die bei 2.9 kV exponierten Emulsionen.

Die Anzahl der Ereignisse aus 2.9-Stacks und ihre schrittweise Auswahl ist Tab. 15 zu entnehmen. Fig. 43 zeigt die projizierte Zerfallswinkelverteilung des Pions im Λ-Ruhesystem. Die Anpassung der Parameter μ_Λ und αP nach § 1.3 ergibt

$$\mu_\Lambda = -0.590 \pm 0.093 \text{ nm}$$
$$\alpha P = 0.549 \pm 0.067 \qquad (68.3\ \% \text{ Kontur})$$

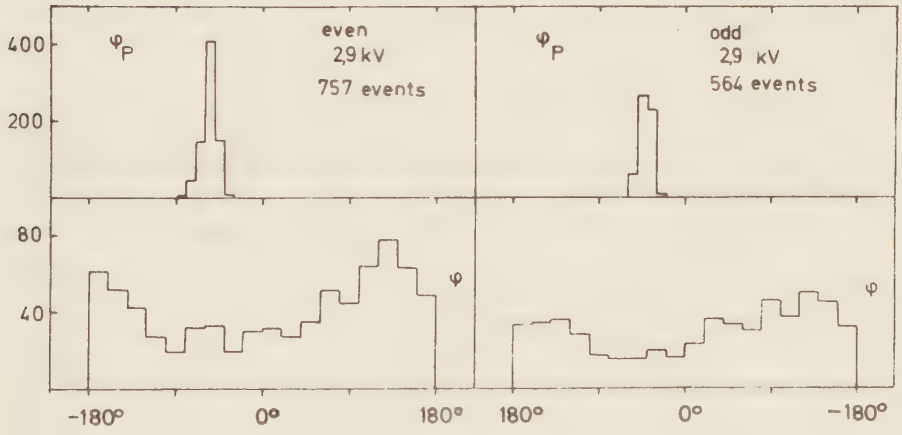


Fig. 43 Verteilung des projizierten Winkels φ des Zerfallspions für g- und ug-Stacks; für $\mu_\Lambda = 0$ nm würde das Minimum der Verteilung bei 0° liegen. Der projizierte Winkel φ_P der gedrehten Polarisation entspricht $\mu_\Lambda = -0.59$ nm.

Die Abhängigkeit der Parameter vom Schnitt im Winkel ϑ zeigt Fig. 46: Die Parameterwerte für μ_Λ sind innerhalb der Fehlergrenzen konstant, die Werte für αP sind für ug-Stacks etwas niedriger als für g-Stacks. Die Abhängigkeit vom Impuls p_Λ

zeigt ebenfalls Fig. 46. In Abhängigkeit von $z_{Emulsion}$, und bei Erweiterung der Auswahl in χ^2 sind die Parameter konstant; dasselbe gilt für die Polarisation αP, wenn die Akzeptanz in Δ (Fig. 47) eingeschränkt wird, vgl. § 5.4.2a. Die Parameterwerte getrennt nach Spulentyp A,B und Feldrichtung sind in Fig. 48 enthalten.

Den Verlauf der logarithmischen Likelihood-Funktion ℓ in Abhängigkeit von μ_Λ bzw. αP für die wahrscheinlichsten Werte ξ_0 der Parameter zeigt Fig. 44, die Konturen der Funktion $\ell = \ell_W + \ell(\xi_0)$ für $\ell_W = 0.5, 1.15, 2.0$ sind in Fig. 45 enthalten.

Zum Vergleich unseres Ergebnisses mit den Ergebnissen früherer Experimente, vor allem zum Vergleich des statistischen Fehlers unseres Wertes mit den statistischen Fehlern früherer Experimente, geben wir in Tab. 16 die zu $\ell_W = 0.5$ (z.B. COO 62), 1.0 (z.B. CHA 65) gehörigen Fehler unseres Ergebnisses an.

ℓ_W	$\delta\mu_\Lambda$	$\delta\alpha P$
0.5	0.061	0.044
1.0	0.086	0.062
1.15	0.095	0.067

Tab. 16

Die Fehler in den Fig. 2, 46, 47, 48 und in Tab. 14 entsprechen $\ell_W = 1.15$.

Die Korrelation der Parameter ist gering,

$$\langle \delta\mu_\Lambda \, \delta\alpha P \rangle = -0.0022 \, .$$

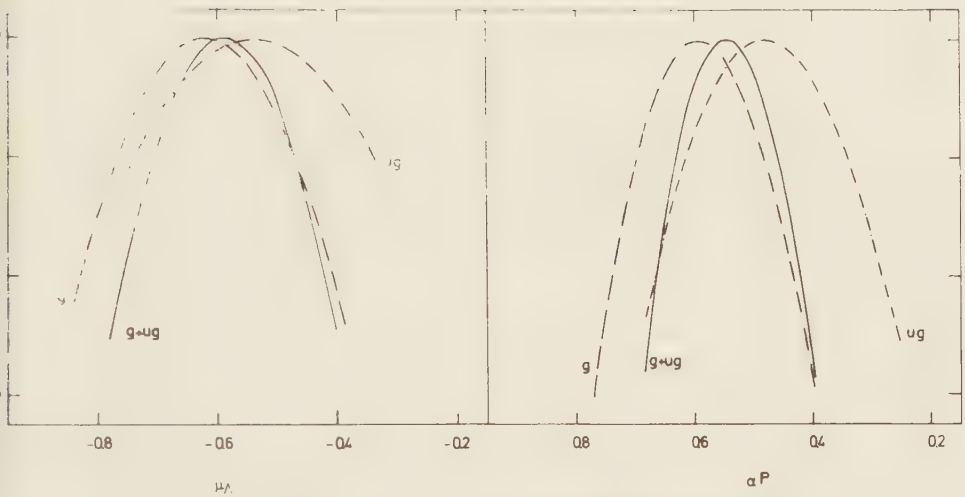


Fig. 44 Verlauf der logarithmischen Likelihood-Funktion für g-Stacks, ug-Stacks und beide Stacksorten gemeinsam in Abhängigkeit von μ_Λ und αP.

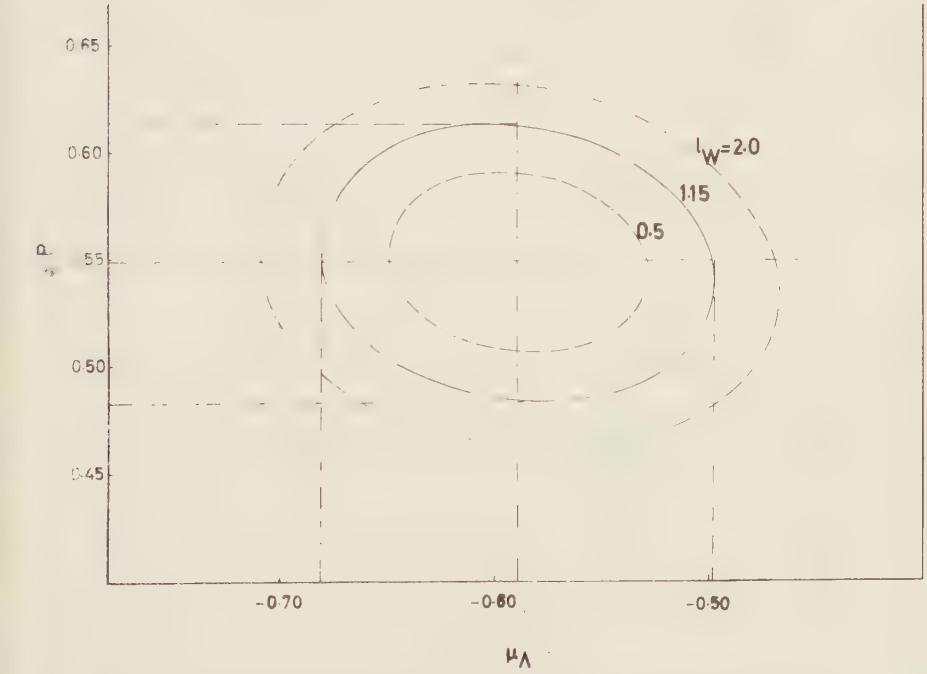


Fig. 45 Konturen ℓ_W = 0.5, 1.15, 2.0 der logarithmischen Likelihood-Funktion ℓ.

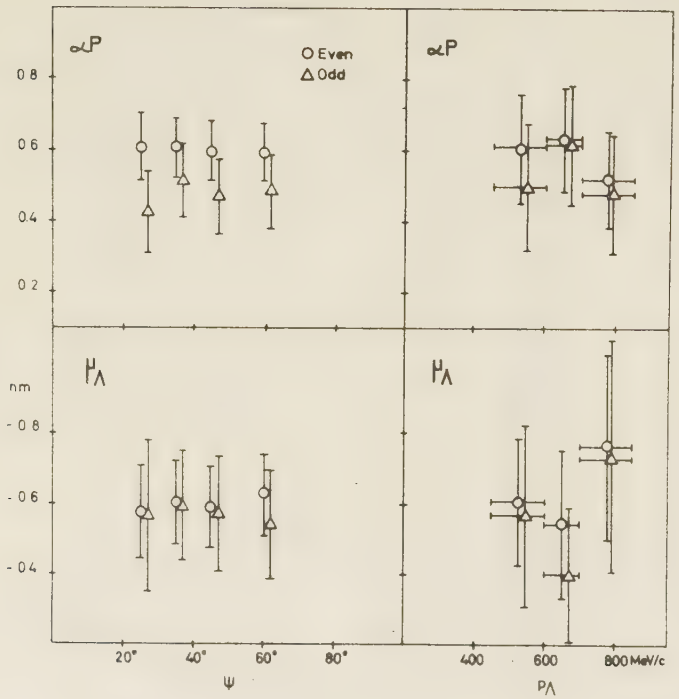


Fig. 46 Änderung der Parameter αP und μ_Λ mit der Auswahl in ψ und p_Λ.

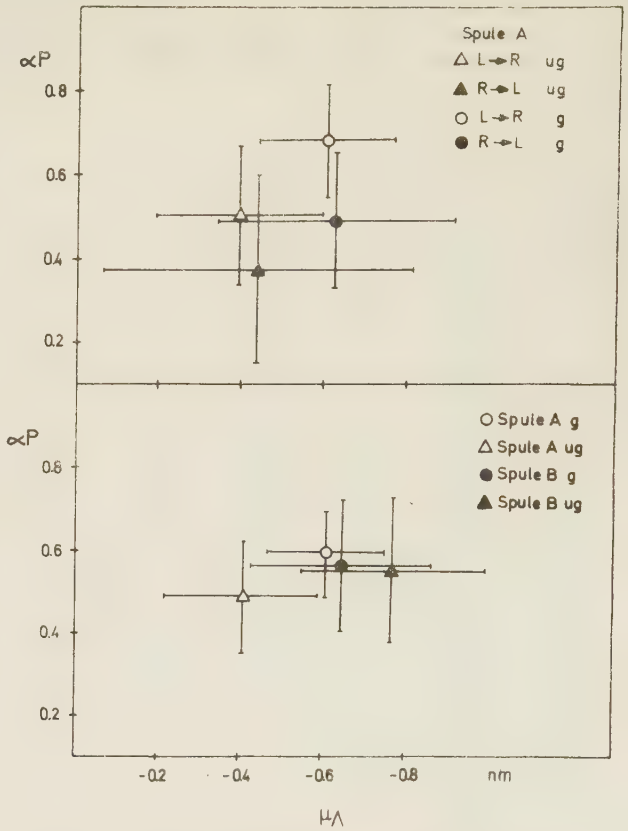


Fig. 48 Parameterwerte μ_Λ und αP für Ereignisse getrennt nach Feldrichtung (links ↕ rechts) und Magnetfeldspule (A,B).

Da außerdem der Wert für αP in Übereinstimmung mit dem aus anderen Experimenten ist, z.B. (DOY 69), berechtigt uns dies, das Experiment als ein Experiment zur Bestimmung des Parameters μ_Λ allein zu betrachten. Der 68 % Wahrscheinlichkeit entsprechende statistische Fehler wird damit 0.061 nm.

Aufgrund der Durchmusterungsverluste wird μ_Λ negativer für g-Stacks und positiver für ug-Stacks, was zu der Annahme berechtigt, daß der wahre μ_Λ-Wert zwischen den Werten für g- und ug-Stacks liegt. Fordern wir, daß die μ_Λ-Werte aus beiden Stacksorten innerhalb der 95 %-Grenze übereinstimmen, so ergibt die Differenz $|\Delta\mu_\Lambda| = 0.066$ nm (Tab. 14) einen systematischen Fehler von 4 %.

Auf weitere systematische Fehlerbeiträge sind wir bereits früher eingegangen. Wir fassen sie zusammen:

Magnetfeldbestimmung	1.2 %	(§ 3.1.2.d)
Feldintegral	+0.25%	(§ 5.3.3.a)
Ausrichtung des Detektors	0.5 %	(§ 5.4.2.d)
Impulsbestimmung	1.0 %	(§ 5.1.1.d)

Den systematischen Fehler von 0.2 % infolge Ersetzung der variablen Feldrichtung durch eine mittlere Feldrichtung (§ 5.3.3.b) korrigieren wir direkt:

$$\mu_\Lambda = 0.591 \text{ nm}$$
$$\alpha P = 0.548$$

Der systematische Fehler beträgt also insgesamt weniger als 4.3% oder 0.026 nm und unser Ergebnis ist

$$\mu_\Lambda = (0.59 \pm 0.07) \text{ nm}.$$

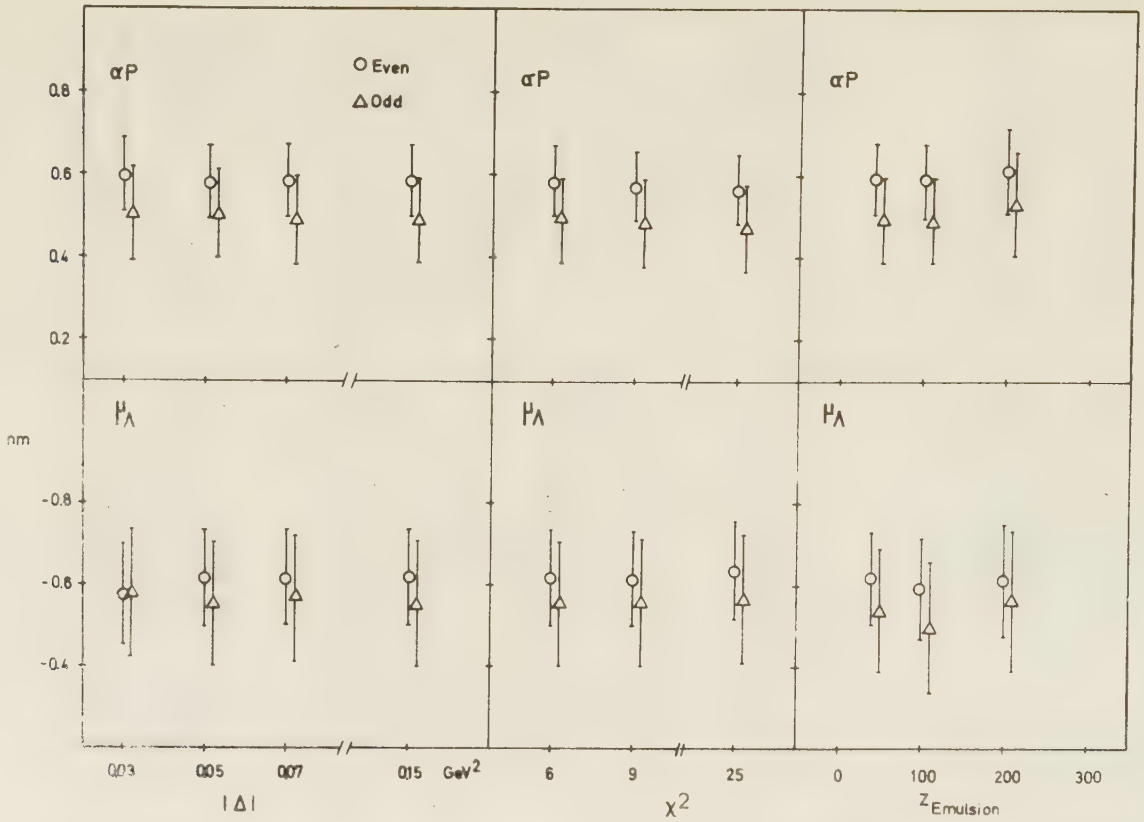


Fig. 47 Änderung der Parameter μ_Λ und αP mit der Auswahl der Ereignisse in Δ, χ^2 und $z_{Emulsion}$.

Ein Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen bestätigt, daß Korrekturen zu den reinen SU(3), SU(6)- und Quarkmodell-Vorhersagen erforderlich sind. Eine Korrektur mit dem Massenverhältnis allein (BEG 65) dürfte nicht genügen. Das Ergebnis des vorliegenden Versuches ist in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen der dynamisch korrigierten SU(3), bei der die Kopplung über ρ, ω, ϕ berücksichtigt wird (SCH 67, DIV 70) oder experimentelle Massen benützt werden (KLE 69). Die Aussage des Quarkmodelles nach (DAV 69), das Quarkmassen benützt, wie sie aus Proton-Daten folgen, ist ebenfalls in guter Übereinstimmung.

Wie aus Fig. 2 hervorgeht, folgen aus unserem Experiment für verschiedene theoretische Modelle sehr verschiedene Voraussagen für das magnetische Moment des Σ^+-Hyperons: Die eingezeichneten Geraden entsprechen der vorhergesagten Beziehung zwischen $\mu(\Lambda)$ und $\mu(\Sigma^+)$ in einem Quarkmodell ohne Proportionalität (FRA 69) bzw. einer unter Verwendung von Summenregeln für Photoproduktion korrigierten SU(3)-Theorie, deren Aussagen nach Angabe der Autoren innerhalb von 10 % erfüllt sein sollten (CHE 68). Für den von uns gefundenen Wert von $\mu(\Lambda)$ folgt aus diesen Modellen ein Wert von ~ 2.7 nm bzw. ~ 1.5 nm für $\mu(\Sigma^+)$. Experimente zur Bestimmung von $\mu(\Sigma^+)$ mit einem Fehler $\delta\mu(\Sigma^+) < 0.4$ nm sind daher von großem Interesse.

§ 6 Anhang.

6.1. Überblick über die verwendeten Koordinatensysteme.

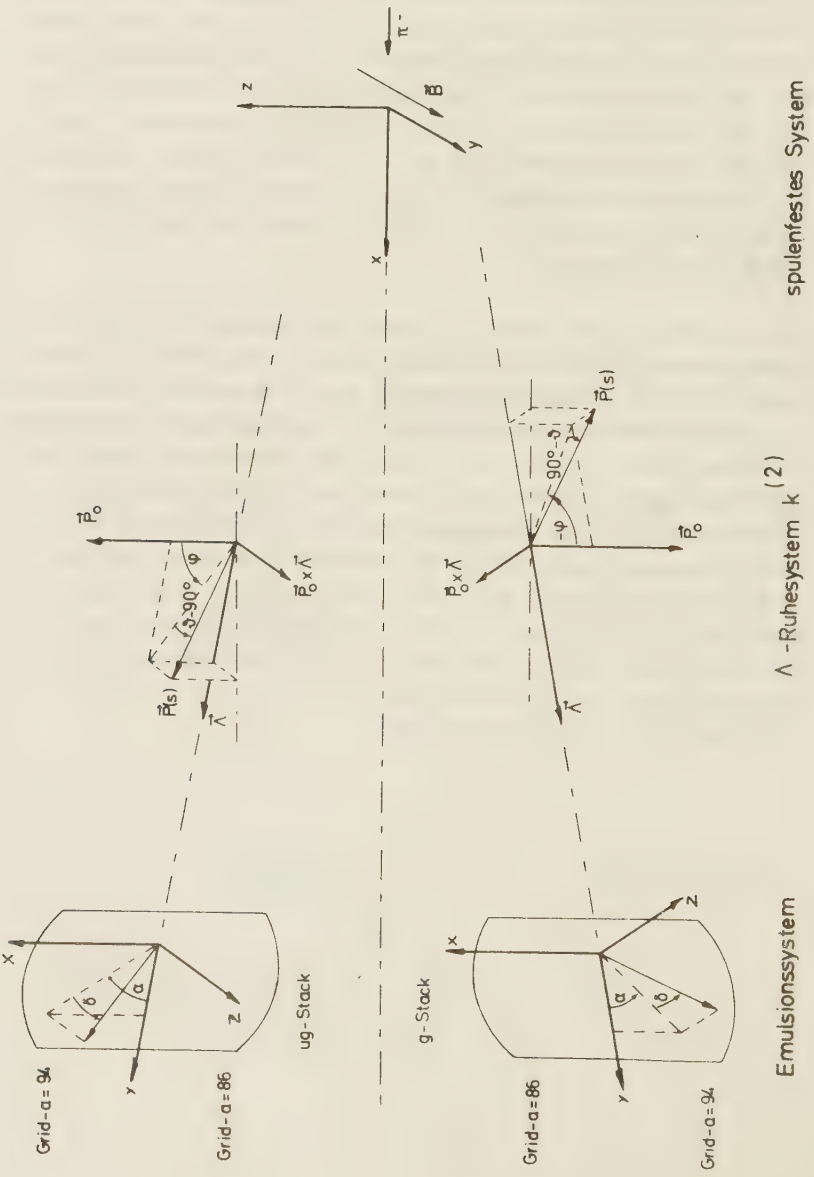


Fig. 49

6.2. Anpassungsverfahren.

Zur Bestimmung des Minimums von χ^2 unter der Nebenbedingung $F = 0$ wählen wir das Multiplikatorverfahren:

$$\psi = \chi^2 + 2\lambda F = 0 \tag{6.1}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x_i} = 0 \qquad i = 1,\ldots,6 \tag{6.2}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \cdot} = 0$$

Aus (6.2) folgt unmittelbar für die Lösung x ($\phi \equiv \phi_x$):

$$(x - x^0)^T = -\lambda f^T(x)\ \phi \tag{6.3}$$

woraus x durch ein Iterationsverfahren zu bestimmen ist:

$$0 \sim F(x^{\nu+1}) = F(x^\nu) + f^T(x^\nu)\ (x^{\nu+1} - x^\nu) \tag{6.4}$$

$$= R^\nu + (x^{\nu+1} - x^0)^T\ f(x^\nu)$$

mit $$R^\nu = F(x^\nu) + f^T(x^\nu)\ (x^0 - x^\nu)$$

Aus (6.3) und (6.4) folgt

$$\lambda^{\nu+1} = R^\nu / S^\nu \qquad \text{mit } S^\nu = f^T(x^\nu)\ \phi\ f(x^\nu)$$

χ^2 berechnet sich einfach aus den bisher definierten Größen:

$$\chi^2 = (x^{\nu+1} - x^0)^T\ \phi^{-1}\ (x^{\nu+1} - x^0) \tag{6.5}$$

$$= (\lambda^{\nu+1})^2\ S^\nu = (R^\nu)^2 / S^\nu = \lambda^{\nu+1}\ R^\nu$$

Zu den Größen $x^{\nu+1}$ gehört eine Fehlermatrix $\phi^{\nu+1}$

$$\phi^{\nu+1} = \left(\frac{\partial x^{\nu+1}}{\partial x^0}\right)\ \phi\ \left(\frac{\partial x^{\nu+1}}{\partial x^0}\right)^T$$

Mit

$$\frac{\partial x_i^{\nu+1}}{\partial x_k^0} = \delta_{ik} - \frac{1}{S^\nu} f_k \sum f_j \phi_{ij}$$

folgt unmittelbar

$$(6.6) \qquad \phi_{ik}^{\nu+1} = \phi_{ik} - \frac{1}{S^\nu} \sum \phi_{in} f_n \sum \phi_{kn} f_n$$

und für die Größen D_k ("deviates") aus (6.3), (6.5) und (6.6)

$$D_k = \frac{x_k^{\nu+1} - x_k^0}{\sqrt{\phi_{kk} - \phi_{kk}^{\nu+1}}} = \frac{-\lambda^{\nu+1} \sum f_n(x^\nu)\, \phi_{nk}}{|\sum \phi_{kn} f_n| \,/\, \sqrt{S^\nu}} = \mathrm{sign}(x_k^{\nu+1} - x_k^0)\, \sqrt{\chi^2}$$

Bei korrekter Berechnung der Fehlermatrix wird die Verteilung der Größen χ^2 für Λ-Ereignisse beschrieben durch (RON 64)

$$(6.7) \qquad f(\chi^2)\, d\chi^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi\chi^2}} \exp(-\frac{\chi^2}{2})\, d\chi^2$$

mit $$\int_0^\infty f(\chi^2)\, d\chi^2 = 1$$

und $$< \chi^2 > \quad = 1$$

Jedem χ^2 ist eine Größe $P(\chi^2)$ zugeordnet

$$(6.8) \qquad P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^\infty f(\chi^2)\, d\chi^2$$

welche die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein gemessenes Ereignis einen Λ-Zerfall darstellt.

6.3. Berechnung des Produktionsortes.

Mit (5.4) und

$\vec{Z} = (Z_1, Z_2, Z_3)$ Zerfallsvertex,

$\vec{\Lambda} = (\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3)$ Richtung des Λ-Impulses im Laborsystem

$z'(Z_1) \equiv 2a\, Z_1 - b$

und

$$k_1 \equiv z'(Z_1) - \frac{\Lambda_3}{\Lambda_1} \qquad \sigma_1 \equiv \left(\frac{\sigma_v}{\sigma_T}\right)^2$$

$$k_2 \equiv 4a\,\{z(Z_1) + z_3\} \qquad \sigma_2 \equiv \left(\frac{\sigma_v}{\sigma_h}\right)^2$$

$$p \equiv \frac{2}{\Lambda_1^2}\,\{\Lambda_1^2\,\sigma_1 + \Lambda_2^2\,\sigma_2\} - k_1^2 + k_2$$

$$q \equiv \frac{k_1}{\Lambda_1^2}\,\{\Lambda_1^2\,\sigma_1 + \Lambda_2^2\,\sigma_2\} + \frac{2a}{\Lambda_1}\,\{\frac{\sigma_v^2}{x_\Lambda} - (Z_1\Lambda_1\sigma_1 + Z_2\Lambda_2\sigma_2)\}$$

$$r \equiv \sqrt{q^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3}$$

wird

$$\ell_p = \frac{1}{2a\,\Lambda_1}\,\{k_1 + \sqrt[3]{-q + r} + \sqrt[3]{-q - r}\} \quad .$$

6.4. Voraussetzungen für die Monte-Carlo-Rechnungen.

Für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit, im CH_2-Target ein freies Proton bzw. einen C^{12}-Kern zu treffen, werden die natürlichen Wirkungsquerschnitte

$$\sigma = \pi\, r_\pi^2\, A^{2/3} \qquad r_\pi = \frac{\hbar}{m_\pi\, c}$$

$$= 62.8\ \text{mb} \times A^{2/3} \qquad A = \text{Atomzahl}$$

verwendet.

Die Wirkungsquerschnitte für Teilchenerzeugung und Produktionswinkelverteilung sind Fig. 3 und 4 zu entnehmen. Die Produktionswinkelverteilung des Σ^0 ist in unserem Energiebereich nahezu isotrop. Die Zerfallswinkelverteilung des Σ^0 ist ebenfalls isotrop angenommen.

Für die Produktion am C^{12}-Kern wird vorausgesetzt, daß die beobachteten Lambda bevorzugt über Wechselwirkung des π^- mit einem einzelnen Proton erzeugt werden, ohne den Restkern zu stören (transparentes Kernmodell). Die experimentelle Verteilung der Δ-Werte (Fig. 33) rechtfertigt diese Annahme. Die Fermi-Impulsverteilung im Kern ist die aus p-p- und Photoproduktionsdaten berechnete Quasi-Deuteron-Verteilung nach Y.S. Kim (KIM 63, KIM 65). Die Verteilungen der Impulsrichtungen ist isotrop.

Die Vielfachstreuung der einfallenden π^- und die Änderung ihres Flusses relativ zum bewegten Targetproton ist vernachlässigbar. Ebenso kann die Streuung der erzeugten Λ im C^{12}-Kern und im Target vernachlässigt werden ($\sigma_{scatter(\Lambda p)} \sim 20$ mb, UCR 70). Wegen der Abschirmung des Targetprotons durch den Restkern sind die Erzeugungsraten in C^{12} um $\sim$5 % geringer als die Erzeugungsraten am freien Proton (IGO 67).

6.5. Intensitätsmessung im schnell ejizierten Teilchenstrahl.

Für Teilchen mit $\beta \sim 1$ in einem Medium mit Brechungsindex n, ändert sich die Intensität I_C des Čerenkov-(C)-Lichtes mit dem C-Winkel θ nach

$$(6.9) \qquad I_C = k_1 \sin^2\theta \, N\ell \ ,$$

wobei $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$ N = Anzahl der Teilchen

ℓ = Weglänge im Medium .

k_1 ist eine Funktion des akzeptierten Wellenlängenbereiches

des C-Lichtes und der Ladung des Teilchens (JEL 58). Für Gase ändert sich $n = 1 - n$ proportional zum Gasdruck p, d.h.

$$n = k_2 p \tag{6.10}$$

Für Äthylen z.B. ist unter Normalbedingungen für eine Wellenlänge $\lambda = 5893$ Å : $k_2 = 6.96 \times 10^4\ \mathrm{Atm}^{-1}$. Die Druckabhängigkeit der C-Lichtintensität ist mit (6.9) und (6.10)

$$\frac{dI_c}{dp} = 2k_1k_2 \frac{1}{\beta^2 n^3} N\ell \sim 2k_1k_2\, \ell\, N = k_3 N$$

d.h. $I_C(p)$ ist eine lineare Funktion von p, deren Steigung proportional ist der Zahl N der zum C-Licht beitragenden Teilchen.

Durch Messung der Lichtintensität in Abhängigkeit vom Gasdruck können damit für $\beta \sim 1$ Teilchenintensitäten gemessen werden. Gilt für die i-te Teilchensorte (Intensität N(i))

$$\beta_i n_i > 1 \quad \text{für} \quad p > p_i$$

so ist

$$\sum_{\beta_j n_j > 1} N(j) \Big/ \sum_{\beta_k n_k > 1} N(k) = {}^{m_i}/_{m_k}$$

mit

$$m_i = \frac{I_c\,(p_{i+1}) - I_c\,(p_i)}{p_{i+1} - p_i}$$

Die elektronische Verarbeitung des Signals zeigt Fig. 50: Ladungsabhängige Integration mit nachfolgender Digitalisierung.

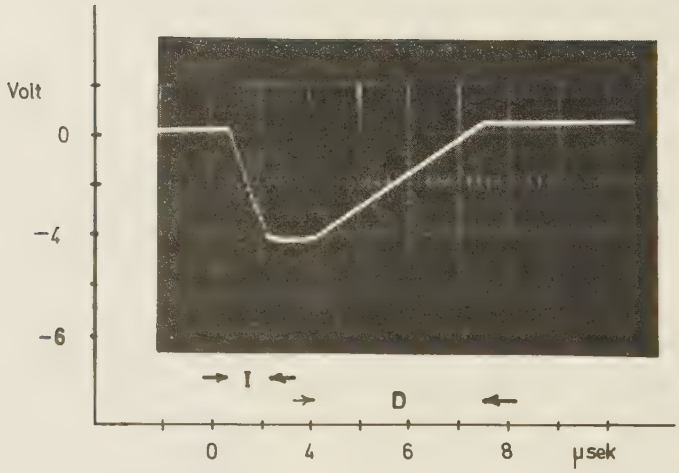


Fig. 5o Integration I des Spannungssignals eines 58 AVP-Photonenvervielfachers und nachfolgende Digitalisierung D. Die Struktur des Teilchenpulses (20 bunches/2 µsec-burst) bei schneller Ejektion aus dem CERN-Protonenbeschleuniger ist erkennbar.

Zusammenfassung.

Das magnetische Moment μ_Λ des Λ-Hyperons wurde aus der Präzession des Polarisationsvektors der Λ-Teilchen in einem transversalen gepulsten Magnetfeld (210 kGauss) bestimmt. Die Hyperonen wurden an einem Polyäthylentarget über die Reaktion $\pi^- p \to \Lambda K^0$ bei einem Pionenimpuls von 1050 MeV/c erzeugt; ihr Zerfall wurde in Kernemulsionen in 11 cm Entfernung vom Targetzentrum beobachtet. Aus der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte folgt die Polarisationsrichtung zum Zeitpunkt des Zerfalls und damit das magnetische Moment.

Für die vorliegende Arbeit wurden 82 % des exponierten Emulsionsmaterials verwendet. Von insgesamt 3328 gemessenen und analysierten Ereignissen wurden 1285 Λ-Zerfälle akzeptiert. Das Ergebnis ist $\mu_\Lambda = -0.59$ nm mit einem statistischen Fehler von 0.06 nm und einem systematischen Fehler der kleiner als 4.3 % ist.

Wegen des höheren Magnetfeldes und der höheren Ereigniszahl ist der statistische Fehler des Ergebnisses kleiner als in früheren Experimenten. Deshalb wurde auch eine sorgfältigere Analyse und eine gründlichere Diskussion der systematischen Fehler erforderlich.

Bei der Ableitung der mathematischen Zusammenhänge, die der Analyse zugrunde liegen, gehen wir auf das Problem der Präzession im inhomogenen Magnetfeld ein; wir diskutieren u.a. die günstigste Beschreibung der Zerfallsverteilung; die Korrekturen für Verluste aufgrund der Detektorgeometrie werden abgeleitet und auf eine einfach zu interpretierende Form gebracht.

Besondere Sorgfalt wird auf die korrekte Rekonstruktion der Λ-Hyperonen nach Impuls, Richtung und Flugweg im Magnetfeld und auf eine Auswahl der Ereignisse, die den statistischen

und systematischen Fehler minimalisiert, verwendet. Dabei wird u.a. eine verbesserte Bestimmung des Impulses aus Korndichtemessungen abgeleitet. Die Richtung des Teilchenstrahles wird auf systematische Fehler korrigiert, um systematische Fehler für den zu rekonstruierenden wahrscheinlichsten Λ-Produktionsort möglichst klein zu halten.

Im Rahmen der Diskussion der systematischen Fehler werden die mit der Produktion am Kohlenstoff C^{12} des Polyäthylentargets verbundenen Probleme studiert. Ergebnis ist, daß diese Ereignisse keine systematischen Fehler in die Bestimmung des magnetischen Momentes bringen und daß durch die möglichen Schnitte zur Verwerfung der an C^{12} produzierten Λ-Hyperonen die Depolarisation der Gesamtmenge der Ereignisse nicht verringert wird.

Auf den technischen Teil des Experimentes gehen wir nur ein, soweit dies für ein Gesamtverständnis des Experimentes erforderlich ist. Eine Ausnahme bilden die Magnetfeldmessungen und die Intensitätsmessungen im sekundären Teilchenstrahl für Teilchenproduktion unter 0^{o} an verschiedenen Targetmaterialien (primärer Protonenimpuls: 19.2 GeV/c); es zeigte sich, daß für Targetmaterialien mit hohem Wirkungsquerschnitt für $\pi^{\pm}$-Erzeugung für Sekundärimpulse $\lesssim$ 1 GeV/c auch der Wirkungsquerschnitt für $e^{\pm}$-Erzeugung groß ist. Das Verhältnis der Pionenrate zur Elektronenrate ist eine Funktion der Strahlungslänge des Targets und des sekundären Teilchenimpulses.

Rechenprogramme.

Die für die Auswertung erforderlichen Programme wurden von uns geschrieben mit Ausnahme der Plotroutinen und eines Programmes zur Berechnung des Minimums einer Funktion mehrerer Variablen, für welche die in der Computer-Bibliothek des CERN vorhandenen Programme HIST(J 504) und MINUIT(D 506) verwendet wurden.
In das Monte-Carlo-Programm LAMMC(SET 69) wurden die neuesten Messungen der Wirkungsquerschnitte (Fig. 4) und der Fermi-Impulsverteilung (KIM 63, KIM 65) aufgenommen, zusätzlich die Σ^{o}-Produktion und die für §5.3.2a erforderliche Komponentenzerlegung der Polarisation. Die in Fig. 23 und Tab. 8 gezeigten Ergebnisse wurden mit dem Programm LAMMC2 berechnet, das im Anschluß an LAMMC gerechnet wird und statistische Schwankungen,Streuungen, Krümmung im Magnetfeld, Meß- und Alignierungsfehler berücksichtigt und die Spuren (für Tab. 8) nach den Durchmusterungskriterien auswählt.
Die Berechnung der Korrekturfunktion (§ 5.2) erfolgt mit dem Programm CORFAC, das in seinem Kern ebenfalls auf LAMMC zurückgeht, zusätzlich Elemente aus LAMMC2 und die Fourier-Analyse enthält.

Herrn Prof. Dr. K. Gottstein danke ich herzlich für die Aufnahme im Max-Planck-Institut und für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit am Europäischen Kernforschungszentrum CERN und im Max-Planck-Institut in München.

Mein Dank gilt auch den Mitgliedern meiner Gruppe in München, A. Manz, mit dem gemeinsam der elektronische Teil des Experimentes bearbeitet und die Teilchenstrahlmessungen durchgeführt wurden, Dr. W. Püschel, mit dem gemeinsam die Durchmusterung der Emulsionen überwacht wurde; Dr. R. Settles gilt mein besonderer Dank für die erste sorgfältige Durchsicht meines Manuskriptes und die Überlassung des Programmes LAMMC, das sich als sehr nützlich für das Verständnis vieler Details des Experimentes erwies. Dr. F. Wagner danke ich für die Korrektur der theoretischen Übersicht in Kapitel A.

Mein Dank gilt auch allen Mitgliedern der Kollaboration, ohne deren Beitrag ein Gelingen des Experimentes nicht möglich gewesen wäre und auf deren Arbeit wir an verschiedenen Stellen dieser Abhandlung bezug nehmen:
N. Doble, E. Dahl-Jensen, verantwortlich für Magnetfeldspule und Teilchenstrahl;
D. Evans, A.J. Herz, U. Liebermeister, M. Busi;
P. Tolun;
G. Baroni, V. Rossi;
M. Gailloud, R. Weill.
Ph. Rosselet und G. Romano danke ich für klärende Diskussionen die Analysis betreffend.

Herzlich möchte ich allen Mitgliedern der Meßgruppe in München und in den vier weiteren Instituten der Kollaboration meinen Dank aussprechen für ihre sorgfältige und gewissenhafte Arbeit bei der Durchmusterung der Emulsionen und der Übertragung der Teletype-Daten auf IBM-Lochkarten an der G3-Rechenmaschine in München.

Ganz herzlich danke ich meiner Schwester K. Valenta für die geduldige und sorgfältige Reinschrift des Manuskripts und Frau Krafft für die Anfertigung der Zeichnungen.

Nicht zuletzt gilt mein innigster Dank meinen Eltern: meiner Mutter für die vielen gebackenen Kuchen und selbsteingemachten Säfte , mitgebrachten und geschickten leckeren Braten, meinem Vater für die laufende Instandhaltung meines Autos, das mich täglich treu und redlich zu den Instituten brachte.

Literaturverzeichnis. *)

ALL 70 P.W.Alley, J.R.Benbrook, V.Cook, G.Glass, K.Green, J.F.Hague, R.W.Williams: Preprint, Physics Dept., University of Wash., Seattle, Wash.
$\mu(\Sigma^+) = 2.67 \pm 0.97$ nm

AND 63 J.Anderson: UCRL - 10838 (1963)

BAC 70 G.Backenstoss, T.Bunaciu, S.Charalambus, J.Egger, H.Koch, A.Bamberger: Phys.Letters, wird veröffentlicht

BAI 70 J.Bailey, E.Picasso: Progr.in Nucl.Physics 12, 43(1970)
$\kappa(\mu^-) = (116616 \pm 31) \times 10^{-8}$

BAR 59 V.Bargman, L.Michel, V.L.Telegdi: Phys.Rev.Letters 2, 435(1959)

BAR 63 W.H.Barkas: "Nuclear Research Emulsions". Academic Press, New York and London (1963)

BEG 65 M.A.B.Beg , A.Pais: Phys.Rev. 137, B 1514 (1965)

BEH 62 J.von Behr, R.Hagedorn: Nuovo Cim. 23, 339 (1962)

BIN 69 T.O.Binford, M.L.Good, V.G.Lind, D.Stern, R.Krauss, E.Dettman: Phys.Rev. 183, 1134 (1969)

BIN 70 G.McD.Bingham, V.Cook, J.W.Humphrey, O.R.Sander, R.W.Williams, G.E.Masek, T.Maung, H.Ruderman: Phys.Rev. D1, 3010 (1970)

BLO 46 F.Bloch: Phys.Rev. 70, 460 (1946)

BRU 60 E.B.Brucker: "The mass of the Λ-Hyperon." Thesis, The Johns Hopkins University, Maryland

CHE 68 T.P.Cheng, H. Pagels: Phys.Rev. 172, 1635 (1968)

CLA 69 R.B.Clark: Phys.Rev. 187, 1993 (1969)

COR 68 H.C.Corben: "Classical and Quantum Theories of spinning particles." Holden-Day, Inc., Amsterdam (1968)
Das Buch enthält eine umfangreiche Literaturangabe zu Arbeiten, die das Problem der Bewegung und der Präzession eines Teilchens mit Spin und anomalem Moment behandeln, vgl. auch (SUT 70).

*) Die nur in Kapitel A erwähnten theoretischen Arbeiten werden auf S. 12 ff aufgeführt, die experimentellen Arbeiten über die bisher durchgeführten Messungen des magn. Momentes des Λ-Hyperons auf S.15.

CRA 62 F.Crawford, F.Grard, G.A.Smith: Phys.Rev. 128, 368 (1962)

DAH 70 E.Dahl-Jensen, N.T.Doble, A.J.Herz, A.Casanova, M.Gailloud: Nucl.Instr. and Meth. 77, 235 (1970)

DAH 71a E.Dahl-Jensen, N.T.Doble; T.Hansl, A.Manz: "A low-momentum pion beam of near optimum performance." (wird als gelber CERN-Report veröffentlicht).

DAH 71b E.Dahl-Jensen et al. (vgl. S.15): Nuovo Cimento, wird veröffentlicht

DAV 69 R.Davis: Nucl.Phys. B 11, 249 (1969)

DEK 65 D.Dekkers, J.A.Geibel, R.Mermod, G.Weber, T.R.Willits, K.Winter, B.Jordan, M.Vivargent, N.M. King, E.J.N.Wilson: Phys.Rev. 137, B 962 (1965)

DIV 70 P.P.Divakaran: Nucl.Phys. B 15, 601 (1970)

DOB 68 N.T.Doble: "On the measurement of the magnetic moments of the hyperons." Thesis, University of Bristol (1968)

DON 68 A.Donnachie: "Nuclear resonances." in Proceedings of the 14th International Conference on High Energy Physics, Wien, 1968, S. 139

DOY 69 J.C.Doyle: "Study of $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ from 944 MeV/c to 1170 MeV/c." Thesis, UCRL-18139

ERI 60 E.Eriksen, M.Kolsrud: Suppl.Nuovo Cim. 18, 1 (1960)

FOL 50 L.L.Foldy, S.A.Wouthhuysen: Phys.Rev. 78, 29 (1950)

FRA 69 J.Franklin: Phys.Rev. 182, 1607 (1969)

FRI 69 E.M.Friedländer, J.Friedländer, A.Marin, R.D.Settles: Nucl.Inst. and Meth. 79, 165 (1969)

GAT 58 R.Gatto: Phys.Rev. 109, 610 (1958)

GIB 66 W.M.Gibson, K.Green: Nuovo Cim. 45, 882 (1966)

GOO 62 R.H.Good,Jr.: Phys.Rev. 125, 2112 (1962)

HAG 62 R.Hagedorn: "Relativistic kinematics and precession of polarisation." CERN 62-18 (1962)

HOF 63 L.Hoffmann, V.Scheuing: "Transformer coils for high magnetic fields." CERN 63-36 (1963)

HUD 64 D.J.Hudson: CERN 63-29 (1963), CERN 64-18 (1964)

IGO 67 G.J.Igo, J.L.Friedes, H.Palevsky, R.Sutter, G.Bennett, W.D.Simpson, D.M.Corley, R.L.Stearns: Nucl.Phys. B 3, 181 (1967)

JAC 63 J.D.Jackson: "Classical Electrodynamics." John Wiley & Sons, Inc., New York

JEL 58 J.V.Jelley: "Cerenkov radiation and its applications." Pergamon Press 1958, S. 237

KIM 63 Y.S.Kim: Phys.Rev. 129, 1293 (1963)

KIM 65 Y.S.Kim, G.R.Burleson, P.I.P.Kalmus, A.Roberts, T.A.Romanowski: Phys.Rev. 140, 1655 (1965)

KLE 69 H.Kleinert: Springer Tracts of mod. Physics 49, 90 (1969)

KUH 68 F.Kuhrt, H.J.Lippmann: "Hallgeneratoren." Springerverlag Berlin, 1968, S. 188

LAU 68 Lausanne Group: Internal Report, 20.5.1968; CERN - NP/3155/1731

LEE 57 T.D.Lee, C.N.Yang: Phys.Rev. 108, 1645 (1957)

LIE 69 U.Liebermeister: Interner Bericht (CERN, NP/3155/UL 2), 28.11.1969

LUN 65 R.A.Lundby, T.B.Novey, D.D.Yovanovitch, V.L.Telegdi: Phys.Rev.Letters 14, 504 (1965)

MAN 68 H.S. Mani, York-Peng Yao: Phys.Rev. 174, 1797 (1968)

MAR 69 G.J.Marmer, K.Reibel, D.M.Schwartz, A.Stevens, R.Winston, D.Wolfe, C.J.Rush, P.R.Philipps, E.C. Swallow, T.A.Romanowski: Phys.Rev. 179, 1294 (1969)

MEN 55 H.Mendlowitz, K.M.Case: Phys.Rev. 97, 33 (1955)

MES 64 A.Messiah: "Quantum Mechanics." North Holland Publishing Company (1964)

MEU 62 R.Meunier, J.P.Stroot, B.Leontic, A.Lundby: Nucl. Instr. and Meth. 17, 20 (1962)

MOU 66 K.Moustafa: MPI Elektronik-Bericht 21.7.1966

PAU 41 W.Pauli: Rev.Mod.Phys. 13, 203 (1941)

RAB 36 I.I.Rabi: Phys.Rev. 49, 324 (1936)

RON 64 B.Ronne: "Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists". CERN 64-13 (1964)

ROS 70 Particle Data Group: Rev.Mod.Phys. 42, 87 (1970)

RUS 68 R.E.Rush: Phys.Rev. 173, 1776 (1968)
Diese Arbeit enthält eine umfangreiche Literaturangabe zu früheren Messungen, vgl. auch (DON 68), (DOY 69), (WAG 70).

SCH 64 J.Schwartz: UCRL - 11360 (1964)

SCH 67 J.Schwinger: Phys.Rev.Letters 18, 923 (1967)

Sch 68 V.Scheuing: "Experimentelle Bestimmung des magnetischen Momentes von Hyperonen." Doktorarbeit, Universität München, 1968

SET 69 R.Settles: "Das Monte-Carlo-Programm LAMMC", MPI Interner Bericht (1969)

SUT 70 L.G.Suttorp, S.R.de Groot: Nuovo Cim. 65 A, 245 (1970)

UCR 70 Particle Data Group: "A compilation of YN Reactions." UCRL - 20000 YN (1970)

WAG 70 F.Wagner, C.Lovelace: "Phase Shift Analysis of $\pi^- p \to K^0 \Lambda$": Ref.Th. 1227 - CERN (1970)

WIE 69 Cl.E.Wiegand: UCRL - 18782 (1969)

ZIJ 67 H.Zijlstra: "Experimental Methods in Magnetism". North Holland Publishing Company (1967)

Verzeichnis der Abbildungen.

Fig.		Seite
1	SU(3) - Zuordnung der Baryonen in einem Oktett	10
2	Theoretische und experimentelle Werte für die magnetischen Momente von Λ und Σ^+	11
3	Totaler Wirkungsquerschnitt und mittlere Polarisation für $\pi^- p \to \Lambda K^0$; totaler Wirkungsquerschnitt für $\pi^- p \to \Sigma^0 K^0$	36
4	Wirkungsquerschnitt, Polarisation und Akzeptanz des Detektors in Abhängigkeit vom Produktionswinkel des Λ-Hyperons	37
5	Abhängigkeit des statistischen Fehlers vom Schnittwinkel ψ	40
6	Abhängigkeit des minimalen Fehlers und des optimalen Schnittwinkels von $c = \alpha P \sin\vartheta_P$	40
7	Systematische Änderung des berechneten Protonzerfallswinkels durch einen systematischen Fehler in der Impulsbestimmung	42
8	Magnetfeldspule: vertikaler Schnitt	45
9	Magnetfeldspule: horizontaler Schnitt	45
10	Passives Integratorsystem	49
11	Änderung des Magnetfeldes über den mittleren Λ-Laufweg	52
12	Abhängigkeit des Magnetfeldes von Ladespannung und Zeit	52
13	Anordnung von Target und Detektoren in der Spule	56
14	Vertikaler Schnitt durch das Detektorsystem entlang eines mittleren Λ-Laufweges	56
15	Teilchenstrahl	60
16	Experimenteller Aufbau	61
17	Magnetfeldspule	61

Fig.		Seite
18	Abbildende Elemente und Detektorsystem des Teilchenstrahles	62
19	Impulsspektren der totalen Intensität 25.8 m nach dem Target	67
20 a	Differentieller Cerenkov-Zähler: β-Spektren	68
20 b	Verhältnis der Pionenrate zur Elektronenrate bei Produktion an Targetmaterialien verschiedener Strahlungslänge	69
21	Änderung der Cerenkov-Lichtintensität mit dem Gasdruck	71
22	Impuls und normierte Korndichte der Zerfallsteilchen aus $\Lambda \rightarrow p\pi^-$	76
23	Verteilung der Spuren des Zerfallsprotons in Winkeln und Korndichte	78
24	Verteilung der Untergrundspuren	79
25	Mikroskoptische	81
26	Emulsionskoordinatennetz	81
27	Reichweite der μ^+-Mesonen aus $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu$	91
28	g^*-β-Relation	100
29	Korrekturwinkel ε für die Teilchenstrahlrichtung	106
30	Akzeptanz des Detektorsystems	109
31	Die Konstanten der Korrekturfunktion für den Flachkammereffekt	111
32	Impulsverteilung der Zerfallsteilchen	117
33,34	Impuls des Λ-Hyperons und "fehlende Masse" der Produktionsreaktion	118
36	Winkelverteilung der zu akzeptierten Λ-Hyperonen gehörigen Fermiprotonen	122
37	Komponenten der Polarisation für die Produktion der Λ-Teilchen an Kohlenstoff	121

Fig.		Seite
38	Verteilung der Winkel der gedrehten Polarisationsrichtung	131
39	χ^2-Verteilung und Verteilung der "Deviates"	134
40	Verteilung der rekonstruierten Produktionsvertizes	135
41	Richtungsverteilung der akzeptierten Λ-Hyperonen	136
42	φ-Winkelverteilung der Untergrundereignisse	137
43	Verteilung des projizierten Winkels φ des Zerfallspions	145
44	Verlauf der logarithmischen Likelihood-Funktion	147
45	Konturen der logarithmischen Likelihood-Funktion	147
[illegible]	Änderung der Parameter αP und μ_Λ mit der Auswahl in ψ und p_Λ	148
[illegible]	Änderung der Parameter μ_Λ und αP mit der Auswahl der Ereignisse in Δ, χ^2 und z	150
[illegible]	Parameterwerte μ_Λ und αP für Ereignisse getrennt nach Feldrichtung und Magnetfeldspule	148
[illegible]	Koordinatensysteme	152
[illegible]	Ladungsabhängige Integration mit nachfolgender Digitalisierung der Signale des Gas-Cerenkov-Zählers	158

Lebenslauf.

Am 11. März 1940 wurde ich als erstes Kind der Eheleute Ludwig Hansl und Käthe Hansl, geb. Standlmeier, in Landshut geboren. Nach vier Jahren Volksschule trat ich in die Oberrealschule Landshut-Seligenthal über, die ich 1959 mit der Reifeprüfung abschloß. Vom Wintersemester 1959/60 an studierte ich an der Ludwig-Maximilians-Universität in München Physik und Mathematik. Im Sommer 1964 legte ich das Staatsexamen in Physik und Mathematik ab.

Seit Januar 1966 bin ich als Stipendiat und seit Mai 1968 als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der von Prof. K. Gottstein geleiteten Abteilung für experimentelle Hochenergiephysik des Max-Planck-Institutes für Physik in München beschäftigt. Zur Vorbereitung und Durchführung des in dieser Arbeit beschriebenen Experimentes wurde ich von April 1966 bis Ende 1967 an das Europäische Kernforschungszentrum CERN in Genf delegiert. Seit Anfang 1968 arbeite ich in München an der Auswertung dieses Experimentes. Neben meiner Arbeit am Institut betreue ich Studenten im Fortgeschrittenen-Praktikum der Sektion Physik der Universität München.